



TITLE:

WT-3トカマクにおける電子サイクロトロン第2高調波による電流駆動の研究(Dissertation_全文)

AUTHOR(S):

田中, 仁

CITATION:

田中, 仁. WT-3トカマクにおける電子サイクロトロン第2高調波による電流駆動の研究. 京都大学, 1990, 理学博士

ISSUE DATE:

1990-03-23

URL:

<https://doi.org/10.14989/doctor.k4445>

RIGHT:

学位申請論文

田中 仁

学位申請論文

WT-3 トカマクにおける
電子サイクロトロン第2高調波による電流駆動の研究

田中 仁

要旨

トカマク放電の後オーミック加熱（OH）電力を切ったところに電子サイクロトロン（EC）第2高調波を入射して一周電圧ゼロのもとで70 kAのプラズマ電流を保持することができた。この時、トロイダル磁場に対していろいろな角度を持った視線における硬X線スペクトルを観測することにより、高エネルギーのテイル電子の速度分布がトロイダル方向に非対称になっていることがわかった。これより、入射したEC第2高調波が主にテイル電子を加熱し、非対称な速度分布を形成して電流を駆動していると考えられる。また、EC共鳴によるマイクロ波放電のプラズマにEC第2高調波を入射した時、OHを全く用いることなく電流が駆動されることを示した。EC第2高調波の電流駆動の効率は $\eta_{EC}^{(2)} = (3.2 - 6.4) \times 10^{-2} (10^{19} \text{ A/Wm}^2)$ であり、これはWT-3における低域混成波を用いた電流駆動の効率に比べて一桁小さい値である。このような駆動効率が得られる理由は電流を荷なうテイル電子の閉じ込め時間がそのクーロン衝突によるエネルギー緩和時間に比べて約25分の1と短いためであると考えられる。

目次

第 1 章 序論

第 2 章 電子サイクロトロン波による電流駆動理論

2.1 節 一般論

2.2 節 準線形理論

2.3 節 粒子損失のある場合の電流駆動理論

第 3 章 電子サイクロトロン波の伝播と吸収

3.1 節 プラズマ波動の分散式

3.2 節 冷たいプラズマの誘電率テンソル

3.3 節 遮断と共鳴（近接条件）

3.4 節 波の軌跡の計算

3.5 節 波のエネルギーの吸収

3.6 節 相対論的プラズマの誘電率テンソル

3.7 節 弱相対論的プラズマの誘電率テンソル

3.8 節 3 温度モデルにおける誘電率テンソル

第 4 章 実験装置

4.1 節 WT-3 トカマク装置

4.2 節 ミリ波入射系

4.3 節 プラズマ計測装置

第 5 章 オーミック加熱プラズマにおける電流駆動実験

5.1 節 第 2 高調波による電流駆動

5.2 節 充填水素ガス圧に対する依存性

5.3 節 入射マイクロ波電力に対する依存性

5.4 節 バルク電子密度に対する依存性

5.5 節 波の入射方向及びトロイダル磁場に対する依存性

5.6 節 電流駆動効率

5.7 節 電子速度分布関数の推定

5.7.1 バルク電子の温度と密度

5.7.2 硬 X 線スペクトルの空間分布

5.7.3 硬 X 線スペクトルの角度分布

5.7.4 テイル電子分布関数の推定

第 6 章 電子サイクロトロン共鳴プラズマにおける電流駆動実験

第 7 章 議論

7.1 節 波の吸収率の計算

7.2 節 エネルギー閉じ込め時間の見積もり

7.3 節 電流駆動効率の理論値と実験値との比較

第 8 章 要約

付録

謝辞

参考論文

図の説明

第 1 章 序論

制御核融合を目指した高温プラズマの閉じ込めの研究は世界各国において、あるいはまた、国際協力のもとに精力的に行なわれてきている。特にトカマク型の磁気閉じ込め装置は、世界 3 大トカマクとして知られる大型装置が稼働しており、核融合炉として現在最も有望視されている。

このトカマク装置は、外部コイルに電流を流して作る強いトロイダル磁場 B_t 、プラズマ自身に電流 I_p を流すことによって作られるポロイダル磁場 B_p 、そして、平衡を維持するために外部から加える垂直磁場 B_v とによってプラズマを閉じ込める装置である。この I_p を流す方法として、従来から変流器を利用した電磁誘導方式が用いられている。この方式の利点は、電流駆動の効率が良く、しかも同時にプラズマ自身の抵抗によるオーミック加熱（OH）が起こって、比較的容易に電子温度 1 keV 以上、電子密度 $5 \times 10^{13} \text{ cm}^{-3}$ 以上のプラズマが作れることである。しかし、その最大の欠点は、変流器を用いているために原理的にパルス運転しかできない点にある。この事は核融合炉を考えた時、(1) 高温と低温とを繰り返すことによる炉壁材料の疲弊、(2) 電流の立ち上げ、及び立ち下げ時の強い電磁力による機械的損傷と大電力制御、(3) 大きな変流器を必要とするために装置が複雑化し、更にアスペクト比を小さくできず、不経済、(4) パルスの電気出力のために大きなエネルギー蓄積系が必要となる、など多くの問題を抱えることになる。従って、トカマク型の核融合炉の実現のためには非電磁誘導電流駆動により、定常的にプラズマ電流を維持することが必要不可欠となる。

このような理由でトカマク装置の非電磁誘導電流駆動の研究が理論および実験の両面から精力的に行なわれてきている^[1]。中でも低域混成波を用いた電流駆動（LHCD）は多くのトカマク装置で実験が行なわれ^[2-7]、最近では JT-60（日本原子力研究所）で 2 MA のプラズマ電流を保持することができると至った^[8]。しかし、核融合炉を想定した高温高密度プラズマにおいては (1) 密度限界が存在する、(2) 周辺プラズマにおいて強い電子ランダウ減衰を受ける、(3) 波と α 粒子の強い相互作用によるパワーロス、といった問題が生じ、主要な電流駆動法になり得ないと考えられる。

電子サイクロトロン（EC）波を用いた電流駆動（ECCD）の可能性は 1980 年に Fisch と Boozer によって初めて提唱された^[9]。その機構は、磁力線に沿って一方向に運動している電子を選択的に加熱すれば磁力線方向に非対称な速度分布を形成することが

でき、波が磁力線方向に運動量をほとんど持っていなくても電流を流すことができる、というものである。ECCD の実験的検証は Levitron (Culham 研究所) で行なわれたが、この装置では EC 共鳴層を境に EC 駆動電流 (約 3 A) の向きが反転しているのが観測された (打ち消し効果) ^[10]。その後、小型トカマク装置 TOSCA と CLEO (Culham 研究所) において OH プラズマに EC 波を入射する実験が行なわれた^[11-13]。そこでは第 2 高調波を低磁場側から磁力線に対して斜めに入射し、逆方向に入射した場合と一周電圧の減少量が異なることから EC 駆動電流が流れたものと考えられたが、一周電圧がゼロでないので駆動された電流の大きさを推定するためにいろいろな計算と比較しなければならなかった。一方、WT-2 (京都大学) では基本波を低磁場側から入射し、OH 入力を遮断した後一周電圧ゼロのもとで約 3 kA のプラズマ電流を定常的に保持することに成功した^[14-16]。この実験では、初期に磁力線に沿って片側にしか共鳴電子が無いようなプラズマを用意することによって打ち消し効果を避け、高速電子によって EC 駆動電流を生み出した。しかし、基本波を低磁場側から入射したために EC 波は EC 共鳴層に達する前に右回り遮断層で反射されてしまい、得られた電子密度は 10^{12} cm^{-3} 以下の低い値であった^[17]。

1986 年の 6 月に運転を開始した WT-3 トカマク装置においては入射ミリ波の周波数を高くし、また第 2 高調波を用いることによってプラズマ中に遮断層が無い配位でより高い電子密度での ECCD 実験を行なった^[18-20]。その結果本論文で報告するように、線平均電子密度 $2 \times 10^{12} \text{ cm}^{-3}$ のもとで 70 kA のプラズマ電流を保持することができた。更に、LHCD の場合の電子速度分布関数の解析に用いられた硬 X 線スペクトルの磁場に対する角度依存性の計測の手法を初めて ECCD の場合に適用し、ECCD 時の電子速度分布関数の推定を行なって電流駆動の物理を明らかにすることができた。

本論文ではまず第 2 章で EC 波による電流駆動理論を述べ、電流駆動効率について議論する。第 3 章においては、EC 波のプラズマ中での伝播と吸収について述べ、その数値計算の手法を解説する。第 4 章では WT-3 トカマク装置他、実験に使用した装置について簡単に述べる。第 5 章で OH プラズマにおける ECCD の実験結果を、第 6 章で EC 共鳴プラズマにおける ECCD の実験結果を述べる。そして第 7 章において実験結果と理論を比較し、電流駆動に及ぼす高速電子の閉じ込めについて議論する。最後に要約を第 8 章にまとめる。

第 2 章 電子サイクロトロン波による電流駆動理論

2.1 節 一般論

一般にプラズマ中の荷電粒子群の速度分布が磁力線方向に非対称になれば、磁力線方向に電流が発生する。たとえば最初等方な分布をしていたとしても、磁力線のどちらか一方に動いている電子のみを選択的に加熱したとすれば、この電子は速度を増すにしたがって他の電子と衝突しにくくなり、その結果速度分布関数は非対称となって電流が流れる。この節では Fisch と Boozer によって提唱された電流駆動の一般論を議論する^[9]。

今、磁力線に垂直な方向には一様であるとし、垂直方向の成分を添字 \perp 、磁力線に平行方向の成分を添字 $//$ で表わすことにする。速度空間上のある領域 1 の少数の電子群 $n_e \delta f$ が選択的に加熱されて、速度空間上 \vec{s} 方向の領域 2 に移ったとする。この時の変位で消費されるエネルギーは

$$\Delta E = (E_2 - E_1) n_e \delta f \quad (2.1-1)$$

で与えられる。ここに $E_j = \frac{1}{2} m v_j^2$ ($j = 1, 2$) は領域 j の運動エネルギーである。速度空間で異なった場所にある電子は異なった頻度でクーロン衝突を受ける。そこで、領域 j においてクーロン衝突によって磁力線方向の運動量 $m v_{//j}$ を失う割合、即ち衝突周波数を ν_j とすると、電子群 $n_e \delta f$ の \vec{s} 方向への変位に基づく磁力線方向の電流密度は

$$J(t) = -en_e \delta f (v_{//2} e^{-\nu_2 t} - v_{//1} e^{-\nu_1 t}) \quad (2.1-2)$$

で与えられる。これを時刻 0 より Δt まで平均すると

$$\begin{aligned} J &= \frac{1}{\Delta t} \int_0^{\Delta t} J(t) dt \\ &= \frac{-en_e \delta f}{\Delta t} \left\{ \frac{v_{//2}}{-\nu_2} (e^{-\nu_2 \Delta t} - 1) - \frac{v_{//1}}{-\nu_1} (e^{-\nu_1 \Delta t} - 1) \right\} \end{aligned}$$

となる。そして Δt を十分大きくとって、 $\Delta t \gg \nu_1^{-1}, \nu_2^{-1}$ とすれば

$$J \approx \frac{-en_e \delta f}{\Delta t} \left[\frac{v_{//2}}{\nu_2} - \frac{v_{//1}}{\nu_1} \right] \quad (2.1-3)$$

が得られる。一方、吸収された電力は

$$P_D = \frac{\Delta E}{\Delta t} = \frac{(E_2 - E_1) n_e \delta f}{\Delta t} \quad (2.1-4)$$

で与えられるから、電流駆動の効率は (2.1-3)、(2.1-4) 式より

$$\frac{J}{P_D} = -e \left[\frac{v_{//2}/\nu_2 - v_{//1}/\nu_1}{E_2 - E_1} \right] \xrightarrow{\lim v_2 \rightarrow v_1} -e \frac{\vec{s} \cdot \vec{\nabla}_v (v_{//}/\nu)}{\vec{s} \cdot \vec{\nabla}_v E} \quad (2.1-5)$$

と表される。ここで $\vec{\nabla}_v$ は速度空間での微分を表わす。

(2.1-5) 式を変形すると

$$\frac{J}{P_D} = \frac{-e}{\vec{s} \cdot \vec{\nabla}_v E} \left[\frac{1}{\nu} \vec{s} \cdot \vec{\nabla}_v v_{//} - \frac{v_{//}}{\nu^2} \vec{s} \cdot \vec{\nabla}_v \nu \right] \quad (2.1-6)$$

となり、駆動電流は2つの効果から生じていることがわかる。() 内第1項は磁力線に平行方向の運動量入力より生じる電流を表わし、第2項はエネルギー入力から生じる電流を表わす。電子サイクロトロン波による電子の加速は磁力線に垂直方向に起こるので、() 内第1項はゼロであるが、第2項の効果によって電流が駆動されることになる。この第2項は衝突周波数が速度によって異なるところから生まれており、磁力線方向に非等方なプラズマ抵抗の形成によって電流が駆動されることを意味する。

次に速度 v 、磁力線方向の速度 $v_{//}$ 、電流密度 J および単位体積当たりの吸収電力 P_D を次のように規格化する。

$$\left. \begin{aligned} v &= u v_{Te}, & v_{//} &= w v_{Te} \\ J &= j (-en_e v_{Te}), & P_D &= p_d (n_e m_e v_{Te}^2 \nu_0) \end{aligned} \right\} \quad (2.1-7)$$

ただし、 v_{Te} は電子の熱速度、 ν_0 は熱電子の衝突周波数であって

$$v_{Te} = \sqrt{2T_e/m_e} \quad (2.1-8)$$

$$\nu_0 = \frac{n_e e^4 \ln \Lambda}{4\pi \epsilon_0^2 m_e^2 v_{Te}^3} = \frac{\omega_{pe}^4 \ln \Lambda}{4\pi n_e v_{Te}^3} \quad (2.1-9)$$

で与えられる。また、 T_e は電子の温度、 $\ln \Lambda$ はクーロン対数である。

(2.1-5) 式中の衝突周波数 ν はイオンと背景の電子の両方と衝突する効果を含む。電流を担う電子の速度が大きい時は

$$\nu = \nu_0 \frac{5 + Z_i}{u^3} \quad (2.1-10)$$

と表わされる。ただし、 Z_i はイオンの電荷数である。(付録を参照。)

(2.1-7) ~ (2.1-10) 式を用いて (2.1-5) 式を変形すれば、規格化された電流駆動の効率

$$\frac{j}{p_d} = -\frac{m_e \nu_0 v_{Te}}{e} \frac{J}{P_D} = \frac{2}{5 + Z_i} \frac{\vec{s} \cdot \vec{\nabla}_v (w u^3)}{\vec{s} \cdot \vec{\nabla}_v (u^2)} \quad (2.1-11)$$

$$= \frac{2}{5 + Z_i} \frac{1}{\vec{s} \cdot \vec{\nabla}_v (u^2)} (u^3 \vec{s} \cdot \vec{\nabla}_v w + 3 w u^2 \vec{s} \cdot \vec{\nabla}_v u) \quad (2.1-11')$$

が得られる。

このようにして求められた規格化された電流駆動効率 j/p_d と実験結果を比較する時は通常次の性能係数 (figure of merit)

$$\eta_{CD} = \frac{n_e I_{RF} R_0}{P_{RF}} \quad (2.1-12)$$

が用いられる。ここで、 I_{RF} は大半径 R_0 、小半径 a 、電子密度 n_e のトーラスプラズマに高周波電力 P_{RF} が吸収された時に駆動された電流を表す。今、 $I_{RF} = \pi a^2 |J|$ (一様電流分布)、 $P_{RF} = 2\pi R_0 \pi a^2 P_D$ (一様吸収分布) とすれば、性能係数 η_{CD} は規格化された電流駆動効率 (2.1-11) 式を用いて

$$\eta_{CD} = 1.22 \frac{Te [\text{keV}]}{\ln \Lambda} \frac{j}{p_d} \quad [10^{19} \text{A/Wm}^2] \quad (2.1-13)$$

と表される。

さて、一般的な電流駆動効率の表式である (2.1-11) 式を低域混成波による電流駆動 (LHCD) の場合と電子サイクロトロン波による電流駆動 (ECCD) の場合に当てはめてみよう。まず LHCD の場合にはランダウ減衰により共鳴電子の加速の向き \vec{s} は磁力線方向を向くので

$$\vec{s} \cdot \vec{\nabla} \rightarrow \frac{\partial}{\partial w} \quad (2.1-14)$$

と書けて、(2.1-11) 式は

$$\left(\frac{j}{p_d} \right)_{LH} = \frac{2}{5 + Z_i} \left(\frac{u^3}{2w} + \frac{3}{2} u w \right) \quad (2.1-15)$$

となる。次に ECCD の場合には電子サイクロトロン減衰により変位 \vec{s} は磁力線に垂直方向を向くので

$$\vec{s} \cdot \vec{\nabla}_v \rightarrow v_{Te} \frac{\partial}{\partial v_{\perp}} \quad (2.1-16)$$

であり、

$$\left(\frac{j}{p_d}\right)_{EC} = \frac{2}{5 + Z_1} \frac{3}{2} u w \quad (2.1-17)$$

となる。これを (2.1-15) 式と比較すると、磁力線に平行方向の運動量入力である () 内 $u^3/2w$ の項の分だけ少なくなっていることがわかる。

今、(2.1-15) と (2.1-17) 式の比をとれば、

$$\frac{(j/p_d)_{LH}}{(j/p_d)_{EC}} = 1 + \frac{u^2}{3w^2} = 1 + \frac{1}{3 \cos^2 \theta} \quad (2.1-18)$$

と書ける。ここで $\theta = \cos^{-1}(w/u)$ は共鳴電子のピッチ角を表す。(2.1-18) 式よりピッチ角が 0° に近い時 ($w \rightarrow u$) ECCD の効率は LHCD の効率の約 $3/4$ 倍であり、磁力線に平行方向の運動量入力が無くてもほぼ同程度の電流が磁力線方向に流れることがわかる。一方、ピッチ角が 90° に近いほど ECCD の効率は LHCD の効率に比して相対的に悪くなる。

また、(2.1-15) 及び (2.1-17) 式を (2.1-13) 式に代入すればわかるように、 η_{CD} はバルク電子温度 T_e には依存せず、共鳴電子の速度のみによって決定されることが予想される。これは (2.1-10) 式で示される共鳴粒子の衝突周波数がバルク電子温度には無関係であることによる。

2.2 節 準線形理論

前節で議論した電流駆動の一般論では非常に簡単なモデルのもとに電流駆動効率を求めた。この節では EC 波に対して準線形理論を適用し、速度分布関数の変形を求めて駆動される電流を計算することを考える^[21]。

EC 波は EC 減衰により共鳴電子を磁場に垂直方向に加速し、速度分布に非対称な部分を形成する。一方、電子-イオンおよび電子-電子間のクーロン衝突により、速度分布は熱平衡に戻ろうとする。したがって、速度分布関数の時間変化は、次の Fokker-Planck 方程式で与えられる。

$$\frac{\partial f_e}{\partial t} = \left[\frac{\partial f_e}{\partial t} \right]_w + \left[\frac{\partial f_e}{\partial t} \right]_c \quad (2.2-1)$$

ここで右辺第 1 項は EC 波による速度空間内での拡散を、第 2 項はクーロン衝突項を表わす。

電子のラーマー半径 ρ_e に比べて EC 波の波長が十分大きい時、即ち、 $\rho_e k_{//} \ll \rho_e k_{\perp}$

≪ 1 の場合には EC 波による速度空間内での拡散項は、

$$\left[\frac{\partial f_e}{\partial t} \right]_w = \frac{1}{v_\perp} \frac{\partial}{\partial v_\perp} \left[D_c v_\perp^{2l-1} \delta \left[v_{//} - \frac{\omega - l\Omega_e}{k_{//}} \right] \frac{\partial f_e}{\partial v_\perp} \right] \quad (2.2-2)$$

とかける。 D_c は波の振幅の 2 乗に比例し、速度に依存しない定数である。

波の振幅が十分小さいとして、分布関数を実数部分 f_0 と 1 次の摂動部分 f_1 の和で表わす。

$$f_e = f_0 + f_1 \quad (2.2-3)$$

(2.2-3) 式を (2.2-1) 式に代入して線形化し、定常状態を考えると、

$$\begin{aligned} \frac{1}{v_\perp} \frac{\partial}{\partial v_\perp} \left[D_c v_\perp^{2l-1} \delta \left[v_{//} - \frac{\omega - l\Omega_e}{k_{//}} \right] \frac{\partial f_0}{\partial v_\perp} \right] \\ + C_{ei}(f_1, f_0) + C_{ee}(f_1, f_0) + C_{ee}(f_0, f_1) = 0 \end{aligned} \quad (2.2-4)$$

ここで、 C_{ei} 、 C_{ee} はそれぞれ電子-イオン、電子-電子間の Fokker-Planck 衝突項である。

(2.2-4) 式を解くために分布関数の 1 次の摂動分を Legendre の多項式で展開した形

$$f_1 = f_0 \sum_n a_n(v) P_n(\xi) \quad (2.2-5)$$

で表わし、代入する。ここで $\xi = v_{//}/v$ である。

こうして、生じる電流密度を計算すると、

$$\begin{aligned} J &= -en_e \int v_{//} f_1 d^3\vec{v} = -en_e \int v_{//} f_0 a_1(v) P_1(v_{//}/v) d^3\vec{v} \\ &= -\frac{4e}{3\sqrt{\pi}} v_{Te} n_e I_3(\infty) \end{aligned} \quad (2.2-6)$$

となる。ここで、

$$I_n(x) = \int_0^x a_1(y) e^{-y^2} y^n dy \quad (2.2-7)$$

である。

一方この分布関数を維持するために必要な単位体積あたりの吸収パワーは、

$$P_D = n_e \int \frac{1}{2} m_e v^2 \left[\frac{\partial f_e}{\partial t} \right]_w d^3\vec{v} \quad (2.2-8)$$

で与えられる。

(2.2-6) 式と (2.2-8) 式の比をとり、(2.1-7) 式に従った規格化を行なうと規格化された電流駆動の効率 は、

$$\frac{j}{p_d} = \frac{(J/-n_e e v_{Te})}{(P_D/n_e m_e v_{Te}^2 \nu_0)} = \frac{2 v_{Te}^3 \nu_0 e u_0^2}{3 D_c l!} I_3(\infty) \quad (2.2-9)$$

となる。ここに、

$$u_0 = \frac{\omega - l \Omega_e}{k // v_{Te}} \quad (2.2-10)$$

は共鳴電子の磁力線に平行方向の規格化された速度であり、前節の $w (= v_{//}/v_{Te})$ と同じものである。

$a_1(y)$ を求めるためには、(2.2-5) 式を (2.2-4) 式に代入して得られる2次の微分方程式を解かなければならないが、一般的には解析解を得ることは困難である。しかし、イオンの実効電荷数 Z_i が1より十分大きく、電子-電子衝突が電子-イオン衝突に比べて無視できる近似 (Lorentz ガスモデル) においては、 $a_1(y)$ は解析的に求まり、

$$a_1(y) = \begin{cases} \frac{6 D_c}{v_{Te}^3 \nu_0 Z_i} (y^2 - u_0^2)^{l-1} u_0 y (y^2 - l - u_0^2) & (y \geq u_0) \\ 0 & (y < u_0) \end{cases} \quad (2.2-11)$$

となる。これと (2.2-7) 式を用いると規格化された電流駆動効率 (2.2-9) 式は、

$$\frac{j}{p_d} = \frac{3}{Z_i l!} u_0 \int_0^\infty y^l (y + u_0^2)^{1/2} e^{-y} dy \quad (2.2-12)$$

となる。これを u_0^2 に対してプロットしたものを第 2-1 図に点線で示す。

(2.2-12) 式において $u_0 \ll 1$ とすれば、

$$\frac{j}{p_d} \rightarrow \frac{3}{Z_i l!} u_0 \left[\left(l + \frac{1}{2}\right) \left(l - \frac{1}{2}\right) \cdots \frac{3}{2} \frac{1}{2} \right] \quad (2.2-13)$$

となり、 $u_0 \gg 1$ とすれば、

$$\frac{j}{p_d} \rightarrow \frac{3}{Z_i} u_0^2 \quad (2.2-14)$$

となる。したがって、電流駆動効率は共鳴電子の磁力線に平行方向の速度が熱速度に比べて十分小さい時には、その速度に比例して増加し、速度が熱速度よりも十分大きい時には、その速度の2乗に比例して増加することがわかる。また、前節で求めた電流駆動効率 (2.1-17) 式は $u \sim w$ かつ $Z_i \gg 5$ の時に (2.2-14) 式と一致する。このように (2.1-17) 式は複雑な Fokker-Planck 方程式を解かなくても良い近似で電流駆動効率を与えることがわかる。

Z_i が小さい場合について電子-電子衝突も含めて数値的に求めた結果を第 2-1 図に実線で示す。電流駆動効率 (2.2-12) 式で与えられる Lorentz ガスモデルに比べて約 1/6 になっている。これは電子-電子衝突によって電子全体としての運動量損失は無いが、EC 波と共鳴する高速電子の運動量が遅い電子へ転送され、この遅い電子がイオンとの衝突で容易にその運動量を失ってしまうためである。この規格化された電流駆動効率は 10 % 以内の精度で次の式で表すことができる。

$$\frac{j}{P_d} = \alpha_l u_0 + \beta_l u_0^2 \quad (2.2-15)$$

いろいろな Z_i と l について求めた α_l と β_l を表 2-1 にまとめてある。

2.3 節 粒子損失のある場合の電流駆動理論

2.1 節では高周波によって加速された電子のエネルギー及び運動量の損失がクーロン衝突によるものだけである場合について電流駆動効率を求めた。しかし、現実のプラズマにおいてはクーロン衝突以外にも (1) リミターや壁に当たる、(2) 磁場及び密度揺動によって散乱される、(3) 電磁波を放射する、などのためにエネルギーや運動量が失われていく。この節では 2.1 節で行なった議論に (1) の場合のように共鳴電子が直接失なわれていく効果を取り入れて電流駆動効率を求めてみる^[22]。

速度空間のある微小領域内にある $n_e \delta f_0$ の電子群が単位時間に P_A の波のエネルギーを吸収して速度空間上で変位 \vec{s} を生ずるのに Δt の時間がかかるとすると

$$P_A = \vec{s} \cdot \vec{\nabla}_v \left[\frac{E n_e \delta f_0}{\Delta t} \right] \quad (2.3-1)$$

と書ける。ただし、 $E = \frac{1}{2} m_e v^2$ は運動エネルギーを表わす。また、クーロン衝突によって失われる単位時間のエネルギーは

$$P_D = \vec{s} \cdot \vec{\nabla}_v X_D \quad (2.3-2)$$

$$X_D = - \frac{1}{\Delta t} \int_0^{\Delta t} dt \left(\frac{dE}{dt} \right)_{\text{col}} n_e \delta f \quad (2.3-3)$$

で与えられ、高速電子の粒子損失にともなって失われる単位時間のエネルギーは

$$P_L = \vec{s} \cdot \vec{\nabla}_v X_L \quad (2.3-4)$$

$$X_L = - \frac{1}{\Delta t} \int_0^{\Delta t} dt \left(\frac{dE}{dt} \right)_{\text{loss}} n_e \delta f \quad (2.3-5)$$

で与えられる。そして、エネルギーの保存則から

$$P_A = P_D + P_L \quad (2.3-6)$$

が成り立つ。2.1 節での議論は $P_L = 0$ の場合に相当し、吸収された波のエネルギーがすべてクーロン衝突により緩和されると考えていた。

一方、磁場に平行方向に駆動される電流は磁場に平行方向の速度を $v_{//}$ として

$$J = \vec{s} \cdot \vec{\nabla}_v X_J \quad (2.3-7)$$

$$X_J = \frac{1}{\Delta t} \int_0^{\Delta t} dt (-e) v_{//} n_e \delta f \quad (2.3-8)$$

で与えられる。

Δt の時間の間のクーロン衝突による運動エネルギーの変化 $\left(\frac{dE}{dt}\right)_{col}$ と磁場に平行方

向の速度 $v_{//}$ は電場が無い時の Boltzmann 方程式から求められる。

$$\frac{dv}{dt} = -\nu_E v \quad (2.3-9)$$

$$\frac{dv_{//}}{dt} = -\nu_M v_{//} \quad (2.3-10)$$

ここで

$$\nu_E = \frac{n_e e^4 \ln \Lambda}{4\pi \epsilon_0^2 m_e^2 v^3} = \frac{\omega_{pe}^4 \ln \Lambda}{4\pi n_e v^3} \quad (2.3-11)$$

$$\nu_M = (2 + Z_i) \nu_E \quad (2.3-12)$$

である。

また、粒子損失による運動エネルギーの変化 $\left(\frac{dE}{dt}\right)_{loss}$ はその損失機構を記述する方

程式から求められる。今、粒子損失の割合は粒子の閉じ込め時間を τ_F として

$$\left(\frac{d\delta f}{dt}\right)_{loss} = -\frac{\delta f}{\tau_F} \quad (2.3-13)$$

で与えられるとすると粒子損失による運動エネルギーの変化は

$$\left(\frac{dE}{dt}\right)_{loss} = \left| -\frac{E}{\tau_F} \right| \quad (2.3-14)$$

と表わされる。また、(2.3-13) 式を積分すれば時刻 t における共鳴電子の数は

$$\delta f = \delta f_0 \exp \left[-\int_0^t \frac{dt'}{\tau_F} \right] \quad (2.3-15)$$

で与えられることがわかる。

以下の議論においては 2.1 節と同様に速度 v 、磁力線方向の速度 $v_{//}$ 、電流密度 J 、

電力 P を (2.1-7) 式のように規格化する。そして時刻 t 及び粒子の閉じ込め時間 τ_F も次のように規格化する。

$$t = \tau / \nu_0, \quad \hat{\tau}_F = \tau_F / \nu_0 \quad (2.3-16)$$

これらを用いると Boltzmann 方程式 (2.3-9) 及び (2.3-10) 式は

$$\frac{du}{d\tau} = -\frac{1}{u^2} \quad (2.3-17)$$

$$\frac{dw}{d\tau} = -(2 + Z_i) \frac{w}{u^3} \quad (2.3-18)$$

となる。両式より

$$\frac{1}{w} \frac{dw}{d\tau} = (2 + Z_i) \frac{1}{u} \frac{du}{d\tau}$$

となるので時刻 $t = 0$ における初期値を u_0 、 w_0 と書くと

$$w = w_0 \left(\frac{u}{u_0} \right)^{2 + Z_i} \quad (2.3-19)$$

が得られる。また、(2.3-17) 式を変形すれば

$$d\tau = -u^2 du \quad (2.3-20)$$

と書ける。

さて、規格化された電流密度に対する応答関数 $\chi_J = X_J / (-en_e v_{Te})$ は (2.3-8) と (2.3-15) 式より

$$\chi_J = \frac{1}{\Delta \tau} \delta f_0 \int_0^{\Delta \tau} d\tau w \exp \left[- \int_0^{\tau} \frac{d\tau'}{\hat{\tau}_F} \right]$$

となる。これに (2.3-19) と (2.3-20) 式を代入し、時間についての積分を速度についての積分に変えて

$$\left. \begin{aligned} \tau = 0 \text{ の時 } u &= u_0, & \tau = \Delta \tau \text{ の時 } u &= 0 \\ \tau' = \tau' \text{ の時 } u &= u'', & \tau = \tau'' \text{ の時 } u &= u' \end{aligned} \right\} \quad (2.3-21)$$

とすれば、次の表式が得られる。

$$\chi_J = \frac{\delta f_0 w_0}{\Delta \tau u_0^{2 + Z_i}} \int_0^{u_0} du' u'^{4 + Z_i} \exp \left[\int_{u_0}^{u'} \frac{u''^2 du''}{\hat{\tau}_F} \right] \quad (2.3-22)$$

次に、クーロン衝突によるエネルギー緩和の応答関数 $\chi_D = X_D / (n_e m_e v_{Te}^2 \nu_0)$ を変形する。 $\left(\frac{dE}{dt} \right)_{col} = \frac{d}{dt} \left(\frac{1}{2} m_e v^2 \right) = m_e v \frac{dv}{dt} = m_e v_{Te}^2 \nu_0 u \frac{du}{d\tau}$ であるから (2.3-3) と

(2.3-15) 式より

$$\chi_D = -\frac{1}{\Delta\tau} \delta f_0 \int_0^{\Delta\tau} d\tau u \frac{du}{d\tau} \exp \left[-\int_0^\tau \frac{d\tau'}{\hat{\tau}_F} \right]$$

となる。これに (2.3-20) 式を代入して時間についての積分を速度についての積分に変え、(2.3-21) 式を用いると次の表式が得られる。

$$\chi_D = \frac{\delta f_0}{\Delta\tau} \int_0^{u_0} du' u' \exp \left[\int_{u_0}^{u'} \frac{u''^2 du''}{\hat{\tau}_F} \right] \quad (2.3-23)$$

次に、粒子損失によって減少するエネルギーの応答関数 $\chi_L = X_L / (n_e m_e v_{Te}^2 \nu_0)$ の変形を行なう。 $\left(\frac{dE}{dt} \right)_{\text{loss}} = \frac{E}{\tau_F} = \frac{m_e v^2}{2\tau_F} = m_e v_{Te}^2 \nu_0 \left(\frac{u^2}{2\hat{\tau}_F} \right)$ であるから (2.3-5) と

(2.3-15) 式より

$$\chi_L = -\frac{1}{\Delta\tau} \delta f_0 \int_0^{\Delta\tau} d\tau \left[\frac{u^2}{2\hat{\tau}_F} \right] \exp \left[-\int_0^\tau \frac{d\tau'}{\hat{\tau}_F} \right]$$

となる。これに (2.3-20) 式を代入して時間についての積分を速度についての積分に変え、(2.3-21) 式を用いると次の表式が得られる。

$$\chi_L = \frac{\delta f_0}{2\Delta\tau} \int_0^{u_0} du' \frac{u'^4}{\hat{\tau}_F} \exp \left[\int_{u_0}^{u'} \frac{u''^2 du''}{\hat{\tau}_F} \right] \quad (2.3-24)$$

最後に、規格化された、吸収された波のエネルギー $p_A = P_A / (n_e m_e v_{Te}^2 \nu_0)$ を変形すると、(2.3-1) 式より

$$p_A = \vec{s} \cdot \vec{\nabla}_v \left[\frac{u_0^2}{2\Delta\tau} \right] = \frac{\delta f_0}{2\Delta\tau} \vec{s} \cdot \vec{\nabla}_v u_0^2 \quad (2.3-25)$$

となる。

以下の議論においては簡単のため、時刻 $\tau = 0$ における速度 u_0 を改めて u と書き、添え字 0 を省くことにする。この約束に従って、上の (2.3-22) ~ (2.3-25) 式を書き改めると

$$\chi_J = \frac{\delta f_0 w}{\Delta\tau u^{2+Z_i}} \int_0^u du' u'^{4+Z_i} \exp \left[\int_u^{u'} \frac{u''^2 du''}{\hat{\tau}_F} \right] \quad (2.3-26)$$

$$\chi_D = \frac{\delta f_0}{\Delta\tau} \int_0^u du' u' \exp \left[\int_u^{u'} \frac{u''^2 du''}{\hat{\tau}_F} \right] \quad (2.3-27)$$

$$\chi_L = \frac{\delta f_0}{2\Delta\tau} \int_0^u du' \frac{u'^4}{\hat{\tau}_F} \exp \left[\int_u^{u'} \frac{u''^2 du''}{\hat{\tau}_F} \right] \quad (2.3-28)$$

$$p_A = \frac{\delta f_0}{2\Delta\tau} \vec{s} \cdot \vec{\nabla}_v u^2 \quad (2.3-29)$$

となる。ここで (2.3-26) ~ (2.3-28) 式の各応答関数から得られる電流密度及びエネルギーと (2.3-29) 式の比をそれぞれ求めれば次のような効率の式が求まる。

$$\frac{j}{P_A} = \frac{2}{\vec{s} \cdot \vec{\nabla}_v u^2} \vec{s} \cdot \vec{\nabla}_v \frac{w}{u^{2+Z_i}} \int_0^u du' u'^{4+Z_i} \exp \left[\int_u^{u'} \frac{u''^2 du''}{\hat{\tau}_F} \right] \quad (2.3-30)$$

$$\frac{P_D}{P_A} = \frac{2}{\vec{s} \cdot \vec{\nabla}_v u^2} \vec{s} \cdot \vec{\nabla}_v \int_0^u du' u' \exp \left[\int_u^{u'} \frac{u''^2 du''}{\hat{\tau}_F} \right] \quad (2.3-31)$$

$$\frac{P_L}{P_A} = \frac{4}{\vec{s} \cdot \vec{\nabla}_v u^2} \vec{s} \cdot \vec{\nabla}_v \int_0^u du' \frac{u'^4}{\hat{\tau}_F} \exp \left[\int_u^{u'} \frac{u''^2 du''}{\hat{\tau}_F} \right] \quad (2.3-32)$$

ここで (2.3-30) 式は粒子損失のある場合の規格化された電流駆動効率を与える。(2.3-31) 式は吸収された波のエネルギーに対するクーロン衝突によるエネルギー緩和の割合を示し、これはバルクプラズマの加熱効率を表す。また、(2.3-32) 式は吸収された波のエネルギーに対して粒子損失に伴って失われたエネルギーの割合を表す。

また、(2.3-30) ~ (2.3-32) 式において $\hat{\tau}_F \rightarrow \infty$ の極限を考えると

$$\frac{j}{P_A} = \frac{2}{5 + Z_i} \frac{\vec{s} \cdot \vec{\nabla}_v w u^3}{\vec{s} \cdot \vec{\nabla}_v u^2} \quad (2.3-33)$$

$$\frac{P_D}{P_A} = \frac{2}{\vec{s} \cdot \vec{\nabla}_v u^2} \vec{s} \cdot \vec{\nabla}_v \int_0^u du' u' = 1 \quad (2.3-34)$$

$$\frac{P_L}{P_A} = 0 \quad (2.3-35)$$

となる。これらは粒子損失が無い場合の式であり、(2.3-33) 式は 2.1 節で求めた (2.1-11) 式に等しい。

もし $\hat{\tau}_F$ が速度空間内で一様である場合には $\exp()$ の指数部は

$$\int_u^{u'} \frac{u''^2 du''}{\hat{\tau}_F} = \frac{1}{\hat{\tau}_F} \frac{u''^3}{3} \bigg|_u^{u'} = \frac{1}{3\hat{\tau}_F} (u'^3 - u^3)$$

と変形できるので、(2.3-30) ~ (2.3-32) 式は次のように書ける。

$$\frac{j}{P_A} = \frac{2}{\vec{s} \cdot \vec{\nabla}_v u^2} \vec{s} \cdot \vec{\nabla}_v \frac{w}{u^{2+Z_i}} \exp \left[\frac{-u^3}{3\hat{\tau}_F} \right] \int_0^u du' u'^{4+Z_i} \exp \left[\frac{u'^3}{3\hat{\tau}_F} \right] \quad (2.3-36)$$

$$\frac{P_D}{P_A} = \frac{2}{\vec{s} \cdot \vec{\nabla}_v u^2} \vec{s} \cdot \vec{\nabla}_v \exp \left[\frac{-u^3}{3\hat{\tau}_F} \right] \int_0^u du' u' \exp \left[\frac{u'^3}{3\hat{\tau}_F} \right] \quad (2.3-37)$$

$$\frac{P_L}{P_A} = \frac{4}{\hat{\tau}_F \vec{s} \cdot \vec{\nabla}_v u^2} \vec{s} \cdot \vec{\nabla}_v \exp \left[\frac{-u^3}{3\hat{\tau}_F} \right] \int_0^u du' u'^4 \exp \left[\frac{u'^3}{3\hat{\tau}_F} \right] \quad (2.3-38)$$

ここで積分

$$I(\alpha) = \int_0^u du' u'^\alpha \exp \left[\frac{u'^3}{3\hat{\tau}_F} \right] \quad (2.3-39)$$

を計算しなければならない。そこで $u'^3 = y$ と変数変換をすると

$$I(\alpha) = \frac{1}{3} \int_0^{u^3} dy y^{(\alpha-2)/3} \exp \left[\frac{y}{3\hat{\tau}_F} \right] \quad (2.3-40)$$

となる。この積分は

$$\frac{\alpha-2}{3} = m \quad \text{即ち} \quad \alpha = 3m + 2 \quad (m \text{ は } 0 \text{ 以上の整数}) \quad (2.3-41)$$

である時に解析的に求めることができる。この時、公式

$$I_m = \int dx x^m e^{ax} = \frac{1}{a} e^{ax} \sum_{k=0}^m (-1)^k \frac{m! x^{m-k}}{(m-k)! a^k} \quad (2.3-42)$$

を用いれば

$$\begin{aligned} I_0 &= \frac{1}{a} e^{ax} \\ I_1 &= \frac{1}{a} e^{ax} \left[x - \frac{1}{a} \right] \\ I_2 &= \frac{1}{a} e^{ax} \left[x^2 - \frac{2}{a} x + \frac{2}{a^2} \right] \\ &\dots \end{aligned} \quad (a4.42-47)$$

となるから (2.3-39) の積分は

$$I(\alpha=5) = \frac{1}{3} I_1 = \hat{\tau}_F \left\{ \exp \left[\frac{u^3}{3\hat{\tau}_F} \right] \left[u^3 - 3\hat{\tau}_F \right] + 3\hat{\tau}_F \right\} \quad (2.3-44)$$

$$I(\alpha=8) = \frac{1}{3} I_2 = \hat{\tau}_F \left\{ \exp \left[\frac{u^3}{3\hat{\tau}_F} \right] \left[u^6 - 6\hat{\tau}_F u^3 + 18\hat{\tau}_F^2 \right] - 18\hat{\tau}_F^2 \right\} \quad (2.3-45)$$

...

となる。これらを用いると規格化された電流駆動効率 j/P_A については $Z_i = 1, 4, \dots$ の時に解析的に求められる事がわかる。

ここでは $Z_i = 1$ と 4 の場合の規格化された電流駆動効率の表式を調べる。 (2.3-44)

と (2.3-45) 式を用いると (2.3-36) 式は次のように書ける。

[1] $Z_i = 1$ の時

$$\left. \frac{j}{P_A} \right|_{Z_i=1} = \frac{2\hat{\tau}_F}{\vec{s} \cdot \vec{\nabla}_v u^2} \vec{s} \cdot \vec{\nabla}_v \left[w - \frac{3\hat{\tau}_F w}{u^3} + \frac{3\hat{\tau}_F w}{u^3} \exp \left[\frac{-u^3}{3\hat{\tau}_F} \right] \right] \quad (2.3-46)$$

[2] $Z_i = 4$ の時

$$\left. \frac{j}{P_A} \right|_{Z_i=4} = \frac{2\hat{\tau}_F}{\vec{s} \cdot \vec{\nabla}_v u^2} \vec{s} \cdot \vec{\nabla}_v \left[w - \frac{6\hat{\tau}_F w}{u^3} + \frac{18\hat{\tau}_F^2 w}{u^6} - \frac{18\hat{\tau}_F^2 w}{u^6} \exp \left[\frac{-u^3}{3\hat{\tau}_F} \right] \right] \quad (2.3-47)$$

これらを用いて LHCD と ECCD の場合の電流駆動効率を求める。2.1 節で見たように $\vec{s} \cdot \vec{\nabla}_v$ はそれぞれの場合について (2.1-14) と (2.1-16) 式で与えられるから

[1-A] $Z_i = 1$ で、LHCD の時

$$\left. \frac{j}{P_A} \right|_{\text{LH}}^{Z_i=1} = \frac{\hat{\tau}_F}{w} \left[1 + \frac{3\hat{\tau}_F}{u^3} \left\{ \frac{3w^2}{u^2} - 1 + \left(1 - \frac{3w^2}{u^2} - \frac{w^2 u}{\hat{\tau}_F} \right) \exp \left[\frac{-u^3}{3\hat{\tau}_F} \right] \right\} \right] \quad (2.3-48)$$

[2-A] $Z_i = 4$ で、LHCD の時

$$\begin{aligned} \left. \frac{j}{P_A} \right|_{\text{LH}}^{Z_i=4} = \frac{\hat{\tau}_F}{w} & \left[1 + \frac{3\hat{\tau}_F}{u^3} \left\{ \frac{6w^2}{u^2} - 2 + \frac{3\hat{\tau}_F}{u^3} \left(2 - \frac{12w^2}{u^2} \right) \right. \right. \\ & \left. \left. + \left[\frac{6w^2}{u^2} + \frac{3\hat{\tau}_F}{u^3} \left(\frac{12w^2}{u^2} - 2 \right) \right] \exp \left[\frac{-u^3}{3\hat{\tau}_F} \right] \right\} \right] \end{aligned} \quad (2.3-49)$$

[1-B] $Z_i = 1$ で、ECCD の時

$$\left. \frac{j}{P_A} \right|_{\text{EC}}^{Z_i=1} = \frac{3w}{u^2} \hat{\tau}_F \left\{ \frac{3\hat{\tau}_F}{u^3} - \left(1 + \frac{3\hat{\tau}_F}{u^3} \right) \exp \left[\frac{-u^3}{3\hat{\tau}_F} \right] \right\} \quad (2.3-50)$$

[2-B] $Z_i = 4$ で、ECCD の時

$$\left. \frac{j}{P_A} \right|_{\text{EC}}^{Z_i=4} = \frac{18w}{u^5} \hat{\tau}_F^2 \left\{ 1 - \frac{6\hat{\tau}_F}{u^3} + \left(1 + \frac{6\hat{\tau}_F}{u^3} \right) \exp \left[\frac{-u^3}{3\hat{\tau}_F} \right] \right\} \quad (2.3-51)$$

と書ける。

(2.3-16) 式の $\hat{\tau}_F$ の代わりに速度 v の電子-電子間エネルギー緩和時間 $\tau_{\text{col}} = 1/\nu_E$ で規格化した

$$\overline{\tau}_F = \frac{\tau_F}{\tau_{\text{col}}} = \frac{\hat{\tau}_F}{u^3} \quad (2.3-52)$$

を用いれば、(2.3-48) ~ (2.3-51) 式は次のように簡単に書くことができる。

[1-A] $Z_i = 1$ で、LHCD の時

$$\left. \frac{j}{P_A} \right|_{\text{LH}}^{Z_i=1} = \frac{u^3}{w} \overline{\tau}_F \left\{ 1 - 3\overline{\tau}_F + \frac{9w^2}{u^2} \overline{\tau}_F + \left(3\overline{\tau}_F - \frac{9w^2}{u^2} \overline{\tau}_F - \frac{3w^2}{u^2} \right) \exp \left[-\frac{1}{3\overline{\tau}_F} \right] \right\}$$

特に $u = w$ の時には

$$\left. \frac{j}{p_A} \right|_{\text{LH} (u=w)}^{Z_i=1} = \frac{4}{3} w^2 \frac{3}{2} \bar{\tau}_F \left[1 + 6\bar{\tau}_F - (6\bar{\tau}_F + 3) \exp \left[-\frac{1}{3\bar{\tau}_F} \right] \right] \quad (2.3-54)$$

[2-A] $Z_i = 4$ で、LHCD の時

$$\begin{aligned} \left. \frac{j}{p_A} \right|_{\text{LH}}^{Z_i=4} = \frac{u^3}{w} \bar{\tau}_F & \left[1 + 3\bar{\tau}_F \left\{ \frac{6w^2}{u^2} - 2 + 3\bar{\tau}_F \left(2 - \frac{12w^2}{u^2} \right) \right. \right. \\ & \left. \left. + \left[\frac{6w^2}{u^2} + 3\bar{\tau}_F \left(\frac{12w^2}{u^2} - 2 \right) \right] \exp \left[-\frac{1}{3\bar{\tau}_F} \right] \right\} \right] \end{aligned} \quad (2.3-55)$$

特に $u = w$ の時には

$$\begin{aligned} \left. \frac{j}{p_A} \right|_{\text{LH} (u=w)}^{Z_i=4} & = \frac{4}{9} w^2 \frac{9}{4} \bar{\tau}_F \left[1 + 3\bar{\tau}_F \left\{ 4 - 30\bar{\tau}_F + (6 + 30\bar{\tau}_F) \exp \left[-\frac{1}{3\bar{\tau}_F} \right] \right\} \right] \end{aligned} \quad (2.3-56)$$

[1-B] $Z_i = 1$ で、ECCD の時

$$\left. \frac{j}{p_A} \right|_{\text{EC}}^{Z_i=1} = \frac{1}{2} u w 6\bar{\tau}_F \left\{ 3\bar{\tau}_F - (1 + 3\bar{\tau}_F) \exp \left[-\frac{1}{3\bar{\tau}_F} \right] \right\} \quad (2.3-57)$$

[2-B] $Z_i = 4$ で、ECCD の時

$$\left. \frac{j}{p_A} \right|_{\text{EC}}^{Z_i=4} = \frac{1}{3} u w 54\bar{\tau}_F^2 \left\{ 1 - 6\bar{\tau}_F + (1 + 6\bar{\tau}_F) \exp \left[-\frac{1}{3\bar{\tau}_F} \right] \right\} \quad (2.3-58)$$

さて、(2.3-54)、(2.3-56)~(2.3-58) 式を $(j/p_d)_L$ と書き、粒子損失の無い場合の (2.1-15) 及び (2.1-17) 式を $(j/p_d)_{F-B}$ と書いて両者を比較すると

$$\left(\frac{j}{p_A} \right)_L = \left(\frac{j}{p_A} \right)_{F-B} G(\bar{\tau}) \quad (2.3-59)$$

の形に書けることがわかる。ここで

[1-A] $Z_i = 1$ の LHCD で $u = w$ の時

$$G(\bar{\tau}; \text{LH}, Z_i=1) = \frac{3}{2} \bar{\tau}_F \left[1 + 6\bar{\tau}_F - (6\bar{\tau}_F + 3) \exp \left[-\frac{1}{3\bar{\tau}_F} \right] \right] \quad (2.3-60)$$

[2-A] $Z_i = 4$ の LHCD で $u = w$ の時

$$G(\bar{\tau}; \text{LH}, Z_i=4) = \frac{9}{4} \bar{\tau}_F \left[1 + 3\bar{\tau}_F \left\{ 4 - 30\bar{\tau}_F + (6 + 30\bar{\tau}_F) \exp \left[-\frac{1}{3\bar{\tau}_F} \right] \right\} \right] \quad (2.3-61)$$

[1-B] $Z_i = 1$ の ECCD の時

$$G(\bar{\tau}; \text{EC}, Z_i=1) = 6\bar{\tau}_F \left\{ 3\bar{\tau}_F - (1 + 3\bar{\tau}_F) \exp \left[-\frac{1}{3\bar{\tau}_F} \right] \right\} \quad (2.3-62)$$

[2-B] $Z_i = 4$ の ECCD の時

$$G(\bar{\tau}; EC, Z_i=4) = 54\bar{\tau}_F^2 \left\{ 1 - 6\bar{\tau}_F + (1 + 6\bar{\tau}_F) \exp \left[-\frac{1}{3\bar{\tau}_F} \right] \right\} \quad (2.3-63)$$

である。 $G(\bar{\tau})$ は粒子損失が無い場合に比べてどれだけ効率が悪化するかを表わしている。それぞれの場合について計算した結果を第 2-2 図 (a) - (d) に示す。このように粒子閉じ込め時間がクーロン衝突によるエネルギー緩和時間よりも短くなると電流駆動効率は急激に減少することがわかる。また、粒子閉じ込め時間がエネルギー緩和時間と同程度ないしはそれ以上であれば粒子損失の無い場合の 8 割以上の効率が確保できることがわかる。

第 3 章 電子サイクロトロン波の伝播と吸収

前節での電流駆動の議論においては波のエネルギーがどのように共鳴電子に吸収されるかについては何も触れず、吸収された後の現象を扱った。この節では入射した波がいかにならぶラズマ中を伝播し、共鳴電子に吸収されるかを議論する^[23]。

3.1 節 プラズマ波動の分散式

プラズマ中での波動は、平面波（波数ベクトル \vec{k} 、周波数 ω ）に対する Maxwell 方程式から得られる波動方程式

$$\vec{k} \times (\vec{k} \times \vec{E}) + \frac{\omega^2}{c^2} \vec{\epsilon} \cdot \vec{E} = 0 \quad (3.1-1)$$

によって記述される。大きさが屈折率で、波数ベクトルに平行である無次元ベクトル

$$\vec{N} = \frac{c}{\omega} \vec{k} \quad (3.1-2)$$

を用いると (3.1-1) 式は、

$$\vec{N} \times (\vec{N} \times \vec{E}) + \vec{\epsilon} \cdot \vec{E} = 0 \quad (3.1-3)$$

あるいは

$$\vec{\Lambda} \cdot \vec{E} \equiv \left[\vec{\epsilon} - N^2 \left(\vec{I} - \frac{\vec{N}\vec{N}}{N^2} \right) \right] \cdot \vec{E} = 0 \quad (3.1-4)$$

と書ける。

今、外部静磁場 \vec{B} の向きを z 方向、屈折率ベクトル \vec{N} が x - z 平面内にあるように座標系 (x, y, z) をとり、磁場に垂直方向を \perp 、平行方向を $//$ で表わすことにする。屈折率ベクトルは

$$\vec{N} = (N_{\perp}, 0, N_{//}) \quad (3.1-5)$$

と書けるので (3.1-4) 式は

$$\begin{pmatrix} \epsilon_{xx} - N_{//}^2 & \epsilon_{xy} & \epsilon_{xz} + N_{//}N_{\perp} \\ \epsilon_{yx} & \epsilon_{yy} - N_{//}^2 - N_{\perp}^2 & \epsilon_{yz} \\ \epsilon_{zx} + N_{//}N_{\perp} & \epsilon_{zy} & \epsilon_{zz} - N_{\perp}^2 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} E_x \\ E_y \\ E_z \end{pmatrix} = 0 \quad (3.1-6)$$

と書ける。(3.1-6) 式が意味ある解を持つためには左辺の係数行列の行列式がゼロでなければならない。この条件

$$\Lambda = \det \vec{\Lambda} = 0 \quad (3.1-7)$$

が波の分散式を与える。プラズマの諸性質は誘電率テンソル $\vec{\epsilon}$ を通じて分散式に係わってくる。

3.2 節 冷たいプラズマの誘電率テンソル

ここでは冷たいプラズマ、即ちプラズマ粒子の熱運動が無視できる時の波動を考える。0 次の無騒乱状態のプラズマにおいて、密度や外部磁場 \vec{B}_0 は空間的に一様で、時間的にも一定であり、イオン及び電子は静止しているものとする。1 次の騒乱項は $\exp[i(\vec{k} \cdot \vec{r} - \omega t)]$ の形で変化するものとする。またプラズマは磁力線方向には一様であり、パラメータの変化は磁力線に垂直方向のみとする。プラズマ中のイオンや電子が騒乱による電場 \vec{E} や磁場 \vec{B}_1 によって運動し、その結果生じた電流を誘電体中の変位電流と考えて、無次元の誘電率テンソル $\vec{\epsilon}$ を導くことができる。外部静磁場 \vec{B}_0 の方向を z 方向にとると誘電率テンソルは、

$$\vec{\epsilon} = \begin{pmatrix} S & -iD & 0 \\ iD & S & 0 \\ 0 & 0 & P \end{pmatrix} \quad (3.2-1)$$

で与えられる。ここで S 、 D 、 P は Stix の表記法に従っており^[24]、

$$\begin{aligned} S &= \frac{1}{2}(R + L) = 1 - \sum_{\sigma} \frac{\omega_{p\sigma}^2}{\omega^2 - \Omega_{\sigma}^2} \\ D &= \frac{1}{2}(R - L) = \sum_{\sigma} \epsilon_{\sigma} \frac{\omega_{p\sigma}^2}{\omega^2 - \Omega_{\sigma}^2} \frac{\Omega_{\sigma}}{\omega} \\ P &= 1 - \sum_{\sigma} \frac{\omega_{p\sigma}^2}{\omega^2} \\ R &= 1 - \sum_{\sigma} \frac{\omega_{p\sigma}^2}{\omega^2} \left(\frac{\omega}{\omega + \epsilon_{\sigma} \Omega_{\sigma}} \right) \\ L &= 1 - \sum_{\sigma} \frac{\omega_{p\sigma}^2}{\omega^2} \left(\frac{\omega}{\omega - \epsilon_{\sigma} \Omega_{\sigma}} \right) \end{aligned} \quad (3.2-2)$$

であり、 $\omega_{p\sigma}$ は σ 種のプラズマ粒子のプラズマ周波数を、 Ω_{σ} は σ 種のプラズマ粒子のサイクロトロン周波数を表わす。

$$\omega_{p\sigma}^2 = \frac{n_\sigma q_\sigma^2}{\epsilon_0 m_\sigma}, \quad \Omega_\sigma = \frac{|q_\sigma| B_0}{m_\sigma} \quad (3.2-3)$$

ただし、 σ 種のプラズマ粒子の質量を m_σ 、密度を n_σ 、電荷を q_σ 、電荷の符号を $\epsilon_\sigma = q_\sigma / |q_\sigma|$ とした。 ϵ_0 は真空の誘電率、 $B_0 = |\vec{B}_0|$ は外部静磁場の大きさである。

特に EC 波の周波数帯においてはイオンの寄与を無視できるので (3.2-2) 式は次のように書ける。

$$\begin{aligned} S &= 1 - \frac{\omega_{pe}^2}{\omega^2 - \Omega_e^2} = 1 - \frac{\alpha}{1 - \beta^2} \\ D &= - \frac{\omega_{pe}^2}{\omega^2 - \Omega_e^2} \frac{\Omega_e}{\omega} = - \frac{\alpha \beta}{1 - \beta^2} \\ P &= 1 - \frac{\omega_{pe}^2}{\omega^2} = 1 - \alpha \\ R &= 1 - \frac{\omega_{pe}^2}{\omega^2} \frac{\omega}{\omega - \Omega_e} = 1 - \frac{\alpha}{1 - \beta} \\ L &= 1 - \frac{\omega_{pe}^2}{\omega^2} \frac{\omega}{\omega + \Omega_e} = 1 - \frac{\alpha}{1 + \beta} \end{aligned} \quad (3.2-4)$$

ただし、

$$\alpha = \frac{\omega_{pe}^2}{\omega^2}, \quad \beta = \frac{\Omega_e}{\omega} \quad (3.2-5)$$

と置いた。

3.3 節 遮断と共鳴（近接条件）

この節では 3.1 節で示した分散式に 3.2 節で求めた冷たいプラズマの誘電率テンソルの表式を代入して実際に EC 波の分散関係を求めてみる。冷たいプラズマの誘電率テンソルの表式 (3.2-1) を用いて (3.1-6) 式を書き直すと

$$\hat{\mathbf{A}} \cdot \vec{E} = \begin{bmatrix} S - N_{//}^2 & -iD & N_{//}N_{\perp} \\ iD & S - N_{//}^2 - N_{\perp}^2 & 0 \\ N_{//}N_{\perp} & 0 & P - N_{\perp}^2 \end{bmatrix} \begin{bmatrix} E_x \\ E_y \\ E_z \end{bmatrix} = 0 \quad (3.3-1)$$

と表わされる。トーラスプラズマの場合 3.4 節で見るようにトロイダル角方向の波数が保存されるので、波の伝播に伴って $N_{//}$ の大きさは大半径に反比例して変化する。そこで波が伝播するに従って N_{\perp} がどのように変化していくかに注目するのが良い。

(3.3-1) 式から得られる分散式 (3.1-7) 式を N_{\perp} についてまとめると、

$$\Lambda = AN_{\perp}^4 - BN_{\perp}^2 + C = 0 \quad (3.3-2)$$

$$A = S$$

$$B = RL + SP - (S + P) N_{//}^2 = (S + P)(S - N_{//}^2) - D^2 \quad (3.3-3)$$

$$C = P(RL - 2SN_{//}^2 + N_{//}^4) = P\{(S - N_{//}^2)^2 - D^2\}$$

となる。ここで S 、 D 、 P 、 R 、 L は (3.2-4) 式で与えられる。(3.3-2) 式は N_{\perp}^2 についての 2 次方程式であるからその解は、

$$N_{\perp}^2 = \frac{B \pm \sqrt{B^2 - 4AC}}{2A} \quad (3.3-4)$$

で与えられる。根号の前の符号の正負に対応して 2 つのモードが存在し、位相速度の大きい方は速波、小さい方は遅波と呼ばれる。特に外部静磁場に対する波の伝播角 $\chi = \tan^{-1}(N_{\perp}/N_{//}) = 90^\circ$ (即ち $N_{//} = 0$ 、 $N_{\perp} = N$) の時には正負の符号に対応して

$$N_{\perp}^2 = P \quad (3.3-5)$$

$$N_{\perp}^2 = \frac{RL}{S} \quad (3.3-6)$$

の解が得られる。(3.3-5) 式の分散を持つモードを O モード (正常波モード)、(3.3-6) 式の分散を持つモードを X モード (異常波モード) と呼ぶ。(3.3-1) 式に戻って考えると、O モードでは $E_z \neq 0$ で波の電場は外部静磁場に平行であることがわかる。一方、X モードでは $E_x \neq 0$ 、 $E_y \neq 0$ で波の電場は外部静磁場に垂直である。

$N_{\perp} \rightarrow 0$ となる時には位相速度は次第に大きく、波長は長くなる。そしてその極限では波は伝播できなくなって反射が起こる。これを遮断 (cutoff) と呼ぶ。 $N_{\perp}^2 = 0$ を (3.3-2) 式に代入すれば遮断の条件

$$C = P\{(S - N_{//}^2)^2 - D^2\} = 0 \quad (3.3-7)$$

が得られる。従って遮断は次のいずれかの条件が満たされる時に生じる。

$$\begin{cases} P = 0 \\ (S - N_{//}^2)^2 - D^2 = 0 \end{cases}$$

これを R 、 L を用いて書き直すと、

$$\left\{ \begin{array}{ll} P = 0 & : \text{プラズマ遮断} \\ N_{//}^2 = S + D = R & : \text{右回り遮断} \\ N_{//}^2 = S - D = L & : \text{左回り遮断} \end{array} \right. \quad (3.3-8)$$

と書ける。特に EC 波に対しては、(3.2-4) 式を用いて ω_{pe}^2 について整理すれば

$$\left\{ \begin{array}{ll} \omega_{pe}^2 = \omega^2 & : P = 0 \\ \omega_{pe}^2 = \omega^2(1 - \beta)(1 - N_{//}^2) & : N_{//}^2 = R \\ \omega_{pe}^2 = \omega^2(1 + \beta)(1 - N_{//}^2) & : N_{//}^2 = L \end{array} \right. \quad (3.3-9)$$

となる。ここで β は (3.2-5) 式で与えられるものである。これらの式は各遮断における密度を表す。実際のプラズマ遮断による限界密度 n_{pc} は

$$n_{pc} = 1.24 \times 10^{10} \times (f[\text{GHz}])^2 [\text{cm}^{-3}] \quad (3.3-10)$$

と書ける。そして、右回り遮断の密度の方が左回り遮断の密度よりも小さい。また、(3.3-5) と (3.3-6) 式より、O モードの遮断はプラズマ遮断で与えられ、X モードの遮断は右回り遮断と左回り遮断で与えられることがわかる。

$N_{\perp} \rightarrow \infty$ の場合には位相速度は 0 に近づき、波長は無限に短くなる。この状態を共鳴 (resonance) と呼ぶ。(3.3-2) 式より共鳴が起こる条件は

$$A = S = 0 \quad (3.3-11)$$

であることがわかる。ただし、共鳴点に近づくに従って波の位相速度が小さくなり、プラズマ粒子の熱速度と同程度になってくるので冷たいプラズマのモデルが使えなくなることには注意しなければならない。特に EC 波の場合の共鳴は高域混成共鳴 (upper hybrid resonance) と呼ばれ、ここでは電子 Bernstein 波へのモード変換が起こる。

横軸を周波数の 2 乗で規格化された密度 α 、縦軸を周波数で規格化された磁場強度 β として (3.3-8) と (3.3-11) 式で与えられる遮断と共鳴の条件をプロットしたものを第 3-1 図に示す。これは CMA (Clemmow-Mullay-Allis) 図と呼ばれ、波の伝播を見るのに非常に便利である。点線はプラズマ中での密度と磁場のプロファイルを示している。EC 波の周波数帯で見ると、基本波 ($\omega \approx \Omega_e$) の場合には低磁場側から入射された X モードの波は右回り遮断のためにプラズマ中心へ伝播できないことがわかる。一方、第 2 高調波 ($\omega \approx 2\Omega_e$) の場合には低磁場側から X モードを入射した場合でもプラズマ中心まで伝播することが可能となる。

3.4 節 波の軌跡の計算

(3.1-7) 式の Λ を用いると、波の軌跡を決定する方程式は WKB 近似のもとで次のように与えられる[23, 25, 26]。

$$\frac{d\vec{r}}{d\tau} = \frac{\partial \Lambda}{\partial \vec{k}}, \quad \frac{d\vec{k}}{d\tau} = -\frac{\partial \Lambda}{\partial \vec{r}}, \quad \frac{dt}{d\tau} = -\frac{\partial \Lambda}{\partial \omega} \quad (3.4-1)$$

ここで、 τ は波の軌跡に沿った時間を表わす。また、(3.4-1) 式より τ を消去して次のように書くこともできる。

$$\frac{d\vec{r}}{dt} = -\frac{\partial \Lambda}{\partial \vec{k}} / \frac{\partial \Lambda}{\partial \omega} = \vec{v}_g \quad (3.4-2)$$

$$\frac{d\vec{k}}{dt} = \frac{\partial \Lambda}{\partial \vec{r}} / \frac{\partial \Lambda}{\partial \omega} \quad (3.4-3)$$

\vec{v}_g は群速度であって、波のエネルギーの伝播速度を表わす。

トーラスプラズマにおいては円筒座標系 (R, φ, z) を取るのが便利である。そして屈折率ベクトルの各成分を

$$\vec{N} = \frac{c}{\omega} \vec{k} = (N_R, N_\varphi, N_z) \quad (3.4-4)$$

とし、外部静磁場は (トロイダル磁場 $B_t \gg$ ポロイダル磁場 B_p として) φ 成分のみであるとすれば屈折率ベクトルの磁場に垂直および平行な成分はそれぞれ次のように書ける。

$$N_\perp = \sqrt{N_R^2 + N_z^2}, \quad N_{//} = \frac{N_\varphi}{R} \quad (3.4-5)$$

すると

$$N_R = \frac{c}{\omega} k_R, \quad N_\varphi = \frac{c}{\omega} k_\varphi, \quad N_z = \frac{c}{\omega} k_z \quad (3.4-6)$$

$$\frac{\partial}{\partial k_R} \rightarrow \frac{c}{\omega} \frac{\partial}{\partial N_R}, \quad \frac{\partial}{\partial k_\varphi} \rightarrow \frac{c}{\omega} \frac{\partial}{\partial N_\varphi}, \quad \frac{\partial}{\partial k_z} \rightarrow \frac{c}{\omega} \frac{\partial}{\partial N_z} \quad (3.4-7)$$

となるから波の軌跡の方程式 (3.4-2)、(3.4-3) を成分で書くと次のように書ける。

$$\frac{dR}{dt} = -s \frac{\partial \Lambda}{\partial N_R}, \quad \frac{d\varphi}{dt} = -s \frac{\partial \Lambda}{\partial N_\varphi}, \quad \frac{dz}{dt} = -s \frac{\partial \Lambda}{\partial N_z} \quad (3.4-8)$$

$$\frac{dN_R}{dt} = s \frac{\partial \Lambda}{\partial R}, \quad \frac{dN_\varphi}{dt} = s \frac{\partial \Lambda}{\partial \varphi} = 0, \quad \frac{dN_z}{dt} = s \frac{\partial \Lambda}{\partial z} \quad (3.4-9)$$

$$s = \frac{c}{\omega} / \frac{\partial \Lambda}{\partial \omega} \quad (3.4-10)$$

(3.4-9) 式よりトロイダル角方向の屈折率 N_φ (即ち波数 k_φ) が保存され、(3.4-5)

式より波がプラズマ中を伝播してゆく時 $N_{//}$ は大半径 R に反比例して変化することがわかる。

実際に EC 波の軌跡を計算する時は、分散式 Λ として冷たいプラズマの分散式 (3.3-2)、(3.3-3) 及び (3.2-4) 式を用い、(3.4-8)、(3.4-9) の微分方程式系を数値的に求めている。

3.5 節 波のエネルギーの吸収

波の軌跡に沿った波のエネルギー P_w は次の微分方程式を解くことにより求められる。

$$\frac{dP_w}{dl} = -2 \text{Im} k_{\perp} P_w \quad (3.5-1)$$

これは積分形で書くと、

$$P_w = P_{w0} \exp \left[-2 \int \frac{\gamma_w}{v_g} dl \right] \quad (3.5-2)$$

$$\gamma_w = \text{Im} \Lambda / \frac{\partial \text{Re} \Lambda}{\partial \omega} \quad (3.5-3)$$

$$\vec{v}_g = \frac{\partial \omega}{\partial \vec{k}} = - \frac{\partial \Lambda}{\partial \vec{k}} / \frac{\partial \Lambda}{\partial \omega} \quad (3.5-4)$$

となる。

3.8 節で見るように EC 共鳴により波のエネルギーが共鳴電子に吸収されるのは、共鳴条件

$$\omega - k_{//} v_{//} = \frac{l \Omega_e}{\gamma} \quad (3.5-5)$$

が満たされた時である。バルク電子に対しては $\gamma = \sqrt{1 + (p/m_e c)^2} \approx 1$ であり、トカマク配位の磁場ではトロイダル磁場が一定な垂直な共鳴層となる。一方エネルギーの高いテイル電子に対しては $\gamma > 1$ となり、速度空間及び実空間で拡がったものになる。第 3-2 図にピッチ角が 0° であるような電子に対する共鳴条件を大半径に対してプロットしてある。相対論効果のために高磁場側で共鳴する電子のエネルギーが高くなっているのがわかる。

3.6 節 相対論的プラズマの誘電率テンソル

Vlasov 方程式の相対論的表式は、 σ 種の荷電粒子に対する分布関数を f_σ とすると（ここでは 1 に規格化した分布関数を扱うことにする）、

$$\frac{\partial f_\sigma}{\partial t} + \vec{v} \cdot \frac{\partial f_\sigma}{\partial \vec{r}} + q_\sigma [\vec{E} + \vec{v} \times (\vec{B}_0 + \vec{B})] \cdot \frac{\partial f_\sigma}{\partial \vec{p}} = 0 \quad (3.6-1)$$

と書ける。今、電子のみの寄与を考え、電子の分布関数 f_e を無摂動時の電子分布関数 f_{e0} と 1 次の摂動項 f_{e1} の和で書けるとして (3.6-1) 式を線形化する。この f_{e1} は無摂動時の電子の軌道に沿った積分をすることにより求めることができ、それを

$$\vec{J}_1 = -e \int \vec{v} f_{e1} d\vec{p} = -i\omega \epsilon_0 (\vec{\epsilon} - \vec{I}) \cdot \vec{E} \quad (3.6-2)$$

に代入して誘電率テンソル $\vec{\epsilon}$ を求めることができる。こうして求めた $\vec{\epsilon}$ は次のように書ける^[23]。

$$\epsilon_{ij} = \delta_{ij} + \frac{\omega_{pe}^2}{\omega^2} \sum_{l=-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} dp_{//} \int_0^{\infty} 2\pi p_{\perp} dp_{\perp} \frac{S_{ij}}{\gamma - N_{//} \frac{p_{//}}{m_e c} - \frac{l\Omega_e}{\omega}} \quad (3.6-3)$$

ここに S_{ij} などは次式で与えられる。

$$S_{ij} = \begin{pmatrix} p_{\perp} U \frac{l^2}{b^2} J_l^2(b) & -i p_{\perp} U \frac{l}{b} J_l(b) J_l'(b) & p_{//} U \frac{l}{b} J_l^2(b) \\ -S_{xy} & p_{\perp} U (J_l'(b))^2 & i p_{//} U J_l(b) J_l'(b) \\ S_{xz} & -S_{yz} & p_{//} W J_l^2(b) \end{pmatrix} \quad (3.6-4)$$

ただし、

$$U = \frac{\partial f_{e0}}{\partial p_{\perp}} + \frac{k_{//}}{\gamma m_e \omega} F = \frac{\partial f_{e0}}{\partial p_{\perp}} + \frac{N_{//}}{\gamma m_e c} F \quad (3.6-5)$$

$$W = \frac{\partial f_{e0}}{\partial p_{//}} - \frac{1}{\gamma m_e} \frac{l}{b} \frac{k_{\perp}}{\omega} F = \frac{\partial f_{e0}}{\partial p_{//}} - \frac{l\Omega_e}{\omega} \frac{1}{\gamma p_{\perp}} F \quad (3.6-6)$$

$$F = p_{\perp} \frac{\partial f_{e0}}{\partial p_{//}} - p_{//} \frac{\partial f_{e0}}{\partial p_{\perp}} \quad (3.6-7)$$

$$b = \frac{k_{\perp} p_{\perp}}{m_e \Omega_e} = \frac{\omega}{\Omega_e} N_{\perp} \frac{p_{\perp}}{m_e c} \geq 0 \quad (3.6-8)$$

である。

3.7 節 弱相対論的プラズマの誘電率テンソル

ここでは Maxwell 分布をしていると考えられるバルク電子による波のエネルギーの吸

収を考える。誘電率テンソル $\vec{\epsilon}$ を実部（エルミート部） $\vec{\epsilon}^{(h)}$ と虚部（反エルミート部） $\vec{\epsilon}^{(a)}$ とに分けた時、波のエネルギーの吸収率は

$$Q_{\text{abs}} = \frac{\epsilon_0}{2} \omega \vec{E}^* \cdot \vec{\epsilon}^{(a)} \cdot \vec{E} \quad (3.7-1)$$

で与えられるので、波のエネルギーの吸収を計算する時には誘電率テンソルの虚部 $\vec{\epsilon}^{(a)}$ を求めれば良いことがわかる。さて、バルク電子は $\gamma \approx 1$ であるので通常非相対論的取り扱いをしてよいのだが、波の磁場に対する伝播角が 90° に近い時には相対論効果を考慮した誘電率テンソルを用いなければならない。

今、無摂動時の電子分布関数 f_{e0} が相対論的等方 Maxwell 分布であるとし、規格化条件

$$1 = \int_0^\infty 4\pi p^2 dp f_{e0}(p) \quad (3.7-2)$$

に従うとすると

$$f_{e0}(p) = \frac{\mu}{4\pi m_e^3 c^3 K_2(\mu)} e^{-\mu\gamma} \quad (3.7-3)$$

と表わされる。ここで

$$\gamma = \sqrt{1 + (p/m_e c)^2}, \quad \mu = m_e c^2 / T_e \quad (3.7-4)$$

であり、 T_e は温度、 K_2 は第 2 種の変形 Bessel 関数である。

誘電率テンソルの虚部 $\vec{\epsilon}^{(a)}$ は (3.6-3) 式において $T_e \ll m_e c^2$ 即ち $\mu \gg 1$ として μ^{-3} のオーダーの項を無視すると次のような表式が得られる^[27]。

$$\begin{aligned} \epsilon_{xx}^{(a)} &= a_{11} + N_\perp^2 (b_{11} + c_{11}) \\ \epsilon_{xy}^{(a)} &= -i [a_{11} + N_\perp^2 (2b_{11} + c_{11})] \\ \epsilon_{yy}^{(a)} &= a_{11} + N_\perp^2 (3b_{11} + c_{11}) \\ \epsilon_{xz}^{(a)} &= N_\perp a_{13} + N_\perp^3 (b_{13} + c_{13}) \\ \epsilon_{yz}^{(a)} &= i [N_\perp a_{13} + N_\perp^3 (2b_{13} + c_{13})] \\ \epsilon_{zz}^{(a)} &= N_\perp^2 a_{33} + N_\perp^4 (b_{33} + c_{33}) \end{aligned} \quad (3.7-5)$$

ここで

$$\begin{aligned} a_{11} &= A_w \sum_{s=\pm} (1 + s/\xi) \exp[-\mu(\gamma_s - 1)] \\ a_{13} &= A_w \frac{\omega}{\Omega_e} \sum_{s=\pm} [v_s + s(v_s + 2sq)/\xi + 3sq/\xi^2] \exp[-\mu(\gamma_s - 1)] \end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
a_{33} &= A_w \frac{\omega^2}{\Omega_e^2} \sum_{s=\pm} [v_s^2 + sv_s(v_s + 4sq)/\xi \\
&\quad + 6sq(v_s + sq)/\xi^2 + 12sq^2/\xi^3] \exp[-\mu(\gamma_s - 1)] \\
b_{11} &= [A_w \frac{\omega^2}{\Omega_e^2} \frac{R_w^2}{\xi(1 - N_{//}^2)}] \sum_{s=\pm} s(1 + 3s/\xi + 3/\xi^2) \exp[-\mu(\gamma_s - 1)] \\
b_{13} &= [A_w \frac{\omega^3}{\Omega_e^3} \frac{R_w^2}{\xi(1 - N_{//}^2)}] \sum_{s=\pm} s[v_s + 3s(v_s + sq)/\xi \\
&\quad + 3(v_s + 4sq)/\xi^2 + 15q/\xi^3] \exp[-\mu(\gamma_s - 1)] \\
b_{33} &= [A_w \frac{\omega^4}{\Omega_e^4} \frac{R_w^2}{\xi(1 - N_{//}^2)}] \sum_{s=\pm} s[v_s^2 + 3sv_s(v_s + 2sq)/\xi \\
&\quad + 3(v_s^2 + 8sqv_s + 4q^2)/\xi^2 + 30q(v_s + 2sq)/\xi^3 \\
&\quad + 90q^2/\xi^4] \exp[-\mu(\gamma_s - 1)] \quad (3.7-6)
\end{aligned}$$

$$c_{ij} = -4 b_{ij}(\Omega_e/\omega \rightarrow 2\Omega_e/\omega)$$

$$q = R_w/(1 - N_{//}^2)$$

$$A_w = \begin{cases} \frac{\pi(\omega_{pe}/\omega^2)R_w}{4N_{//}^2 K_2(\mu) \exp(\mu)} & (R_w^2 \geq 0) \\ 0 & (R_w^2 \leq 0) \end{cases}$$

$$\xi = N_{//}\mu R_w/(1 - N_{//}^2)$$

$$R_w^2 = (\Omega_e/\omega)^2 - 1 + N_{//}^2, \quad \gamma_s = \sqrt{1 + v_s^2}$$

であり、また $v_s = (p_{//}/m_e c)_s$ ($s = \pm$) は次の方程式の2つの解である。

$$\sqrt{1 + p_{//}^2/m_e^2 c^2} - \Omega_e/\omega = N_{//} p_{//}/m_e c \quad (3.7-7)$$

そして、 $b_{ij}(\Omega_e/\omega \rightarrow 2\Omega_e/\omega)$ というのは、 b_{ij} の表式中の Ω_e/ω を $2\Omega_e/\omega$ に置き換えた表式を意味する。ここで示した誘電率テンソルの表式は第3高調波による影響が少ない周波数帯で、任意の $N_{//}$ に対して電子温度が $T_e \lesssim 50$ keV であれば良い近似で成り立つ。

3.8 節 3 温度モデルにおける誘電率テンソル

ここではテイル電子による波のエネルギーの吸収を求めることを考える。3.7 節で述

べたように、波のエネルギーの吸収を求めるためには誘電率テンソルの虚部 $\epsilon^{(a)}$ を知ることが必要である。

テイル電子の分布関数 f_t としては 5.7 節において硬 X 線スペクトルの解析に用いる 3 温度モデルを用いる。それは

$$f_t(p_{//}, p_{\perp}) = \begin{cases} A_{NF} e^{-\mu_{//F} \gamma_{//}} e^{-\mu_{\perp} \gamma_{\perp}} & (p_{//} > 0) \\ A_{NB} e^{-\mu_{//B} \gamma_{//}} e^{-\mu_{\perp} \gamma_{\perp}} & (p_{//} < 0) \end{cases} \quad (3.8-1)$$

$$1 = \int_0^{\infty} dp_{//} \int_0^{\infty} 2\pi p_{\perp} dp_{\perp} f_t(p_{//}, p_{\perp})$$

$$1 = \int_{-\infty}^0 dp_{//} \int_0^{\infty} 2\pi p_{\perp} dp_{\perp} f_t(p_{//}, p_{\perp})$$

$$n_t = n_{tF} + n_{tB}$$

で与えられる。ここで $\mu_{//F} = m_e c^2 / T_{//F}$, $\mu_{//B} = m_e c^2 / T_{//B}$, $\mu_{\perp} = m_e c^2 / T_{\perp}$, $\gamma_{//} = \sqrt{1 + (p_{//}/m_e c)^2}$, $\gamma_{\perp} = \sqrt{1 + (p_{\perp}/m_e c)^2}$, n_{tF} と n_{tB} はそれぞれ $p_{//} > 0$, $p_{//} < 0$ の電子の密度、そして A_{NF} と A_{NB} は規格化定数であって次式で与えられる。

$$A_{NF} = \frac{e^{\mu_{\perp}}}{2\pi(m_e c)^3 \left[\frac{1}{\mu_{\perp}} + \frac{1}{\mu_{\perp}^2} \right] K_1(\mu_{//F})} \quad (p_{//} > 0) \quad (3.8-2)$$

$$A_{NB} = \frac{e^{\mu_{\perp}}}{2\pi(m_e c)^3 \left[\frac{1}{\mu_{\perp}} + \frac{1}{\mu_{\perp}^2} \right] K_1(\mu_{//B})} \quad (p_{//} < 0)$$

誘電率テンソルの表式 (3.6-3) 式において Plemelij の関係式

$$\lim_{\eta \rightarrow 0} \frac{1}{x - a \pm i|\eta|} \rightarrow P \left(\frac{1}{x - a} \right) \mp \pi i \delta(x - a) \quad (3.8-5)$$

を用いると (3.6-3) 式の被積分関数の分母は ($\text{Im } \omega > 0$ に注意して) 次のように書ける。

$$\frac{1}{\gamma - N_{//} \frac{p_{//}}{m_e c} - \frac{l\Omega_e}{\omega}} \rightarrow P \left(\frac{1}{\gamma - N_{//} \frac{p_{//}}{m_e c} - \frac{l\Omega_e}{\omega}} \right) - \pi i \delta \left(\gamma - N_{//} \frac{p_{//}}{m_e c} - \frac{l\Omega_e}{\omega} \right) \quad (3.8-6)$$

ここに $P(\dots)$ は主値積分を表わす。従って、誘電テンソルの実部と虚部はそれぞれ

$$\varepsilon_{ij}^{(h)} = \delta_{ij} + \frac{\omega_{pe}^2}{\omega^2} \sum_{l=-\infty}^{\infty} P \int_{-\infty}^{\infty} dp_{//} \int_0^{\infty} 2\pi p_{\perp} dp_{\perp} \frac{S_{ij}}{\gamma - N_{//} \frac{p_{//}}{m_e c} - \frac{l\Omega_e}{\omega}} \quad (3.8-7)$$

$$\varepsilon_{ij}^{(a)} = -\pi \frac{\omega_{pe}^2}{\omega^2} \sum_{l=-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} dp_{//} \int_0^{\infty} 2\pi p_{\perp} dp_{\perp} S_{ij} \delta \left[\gamma - N_{//} \frac{p_{//}}{m_e c} - \frac{l\Omega_e}{\omega} \right] \quad (3.8-8)$$

となる^[23, 28]。誘電率テンソルの虚部を求めるために (3.8-8) 式の運動量空間での積分を次のように変形し、 γ と $p_{//}$ に対する積分に変える。

$$\int_{-\infty}^{\infty} dp_{//} \int_0^{\infty} 2\pi p_{\perp} dp_{\perp} \rightarrow \int_{-\infty}^{\infty} dp_{//} \int_{1+p_{//}^2}^{\infty} 2\pi \gamma d\gamma \quad (3.8-9)$$

γ についての積分は δ 関数についての積分であって容易に実行できる。積分に寄与するのは共鳴条件

$$\gamma - N_{//} \frac{p_{//}}{m_e c} - \frac{l\Omega_e}{\omega} = 0 \quad (3.8-10)$$

が満たされた時であり、

$$\varepsilon_{ij}^{(a)} = -2\pi^2 \frac{\omega_{pe}^2}{\omega^2} \sum_{l=-\infty}^{\infty} \left\{ \int_{p_{\min}}^{p_{\max}} dp_{//} \gamma S_{ij} \right\}_{\substack{p_{\perp} = p_{\perp}^{(res)} \\ \gamma = \gamma^{(res)}}} \quad (3.8-11)$$

と書ける。ここで $\gamma^{(res)}$ は共鳴条件 (3.8-10) 式の解であり、 $p_{\perp}^{(res)}$ は

$$p_{\perp}^{(res)} = \sqrt{(N_{//} - 1)(p_{//} - p_+)(p_{//} - p_-)} \quad (3.8-12)$$

$$p_{\pm} = \frac{1}{1 - N_{//}^2} \left\{ \frac{l\Omega_e N_{//}}{\omega} \pm \frac{1 - N_{//}^2}{|1 - N_{//}^2|} \sqrt{\left(\frac{l\Omega_e}{\omega} \right)^2 + N_{//}^2 - 1} \right\} \quad (3.8-13)$$

で与えられる。ただし、 $p_+ > p_-$ である。また、 $p_{//}$ について積分する時の積分区間は次のようになる。

(1) $(l\Omega_e/\omega)^2 + N_{//}^2 - 1 < 0$ の時には共鳴条件を満たす電子は存在せず

$$\varepsilon_{ij}^{(a)} = 0$$

(2) $(l\Omega_e/\omega)^2 + N_{//}^2 - 1 \geq 0$ の時には (3.8-12)、(3.8-13) 式より、実数 $p_{\perp}^{(res)}$ が存在する。ところが、常に

$$\left[p_{\perp}^{(res)} \right]^2 = (N_{//} - 1)(p_{//} - p_+)(p_{//} - p_-) \geq 0$$

でなければならないから $N_{//}^2 < 1$ に対しては

(i) $p_+ \leq 0$ であれば

$S_{ij}^F (p_{//} \geq 0)$ に対する積分はゼロ

$$p_{\max}^B = p_+ , \quad p_{\min}^B = p_-$$

(ii) $p_- \geq 0$ であれば

$S_{ij}^B (p_{//} \leq 0)$ に対する積分はゼロ

$$p_{\max}^F = p_+ , \quad p_{\min}^F = p_-$$

(ii) $p_+ > 0 > p_-$ であれば

$$p_{\max}^F = p_+ , \quad p_{\min}^F = 0$$

$$p_{\max}^B = 0 , \quad p_{\min}^B = p_-$$

である。従って、(3.6-4) ～ (3.6-8) 式に (3.8-1) 式を代入して S_{ij} を求め、(3.8-11) 式を上述べた積分区間を取って積分すれば 3 温度モデルにおける誘電率テンソルの虚部が求まる。

実際の計算においては 3.4 節で述べた波の軌跡の計算と組み合わせて軌跡上の各点でのバルク及びテイル電子に対する誘電率テンソルの虚部を数値的に求め、3.5 節の手法により波のエネルギーの吸収分布を得ている。

第 4 章 実験装置

4.1 節 WT-3 トカマク装置

実験は WT-3 トカマクにおいて行なわれた。第 4-1 図にそのブロックダイヤグラムを示す。真空容器の大半径は $R_0 = 65 \text{ cm}$ であり、内径 $a_L = 20.6 \text{ cm}$ の円形のステンレス製ボロイダルリミターが取り付けられている。更に、モリブデン製のレールリミターが低磁場側の赤道面に取り付けられており、これは大半径方向に動かすことができる。容器中心での最大トロイダル磁場は $B_{t0} = 1.75 \text{ T}$ である。OH トランスは鉄心を有し、その一次巻線はプラズマ電流が立ち上がった後 OH 入力を遮断するためにクローバーでできるようになっている。

4.2 節 ミリ波入射系

ミリ波電力 P_{EC} はジャイロトロン（周波数 $\omega/2\pi = 56 \text{ GHz}$ 、最大出力 200 kW 、最大パルス幅 100 ms 、出力モードは円形 TE_{02} ）によって発生させられる。その円偏波出力は 中島-Vlasov アンテナにより直線偏波となってプラズマに入射される。アンテナは階段状に切断された内径 25.6 mm の円形導波管、焦点距離 20 mm の放物面筒鏡および平面反射板によって構成されている（第 4-2 図）。その導波管軸は大半径方向に平行に置かれ、ミリ波は低磁場側より X モードでトロイダル磁場 B_t に対して $\chi = 60^\circ$ の角度をなしてプラズマ電流 I_p とは逆向きに入射される。この時の磁場に平行方向の波数ベクトルの符号を正（ $k_{//} > 0$ ）とする。また、アンテナ全体を導波管軸の回りに 180° 回転することにより磁場に対して $\chi = 120^\circ$ の角度でプラズマ電流と同方向に入射できる（ $k_{//} < 0$ ）。あるいは導波管軸の回りに 90° 回転させた時には、磁場に対して $\chi = 90^\circ$ の角度で、赤道面に対して 30° の傾きを持った O モードの波を入射することができる。コールドテストで得られた H 面でのアンテナの放射パターンを第 4-3 図に示す。真空容器中心における放射パターンの全半値幅は E 面で 6 cm 、H 面で 8 cm になる。

4.3 節 プラズマ計測装置

バルク電子の線平均密度は 2 種類の干渉計によって測定される。一つは 4 mm のマイクロ波干渉計で、これは $R = 65 \text{ cm}$ における垂直方向のコードに沿った線平均電子密

度を求めることができる。もう一つは 5 ch HCN レーザー干渉計であり、架台を大半径方向に動かして数ショットで径方向の分布の時間発展を得ることができる。またバルク電子温度の空間分布は Thomson 散乱装置によって測られる。この測定装置では 1 ショットの放電で空間 1 点、時間 1 点の温度しか求められないので、ショット毎に架台を大半径方向に動かしては測定時刻を変え、数十ショットの放電で径方向の分布の時間発展を得ることになる。

軟 X 線放射 (SXR) は SSB (silicon surface barrier) ダイオードによって検出される。4 個のダイオードが一つのポロイダル断面全体を見込むように取り付けられていて、プラズマ全体から放射される SXR を検出する。それぞれは異なる厚さのベリリウムの吸収膜の後ろに置かれ、プラズマから放射される SXR の異なったエネルギー領域を見ることができる。最小の検出エネルギー $E_{X,min}$ は吸収膜の 10 % の透過率になる光子エネルギーで表わし、 $I_{SX}(E_{X,min})$ と書くことにする。最大の検出エネルギーは SSB ダイオードの感度が 10 % になる光子エネルギーから約 30 keV と見積もられる。

テイル電子の速度分布関数の情報を得るために、2つの硬 X 線 (HXR) 波高分析装置が用いられる。第 4-4 図にシステムの概略図を示す。一方の NaI シンチレータは 2つの鉛製のコリメーターを通して下側のポートから鉛直線に沿って磁気軸に垂直にプラズマを見込むように設置されている。それは大半径方向に動かすことができ、径方向の HXR スペクトル分布を得ることができる。もう一つの NaI シンチレータは赤道面内において磁気軸と θ の角度をなしてプラズマを見込むように設置されている。その角度 θ は検出器を転回点の回りに回転させることにより 0° から 90° まで変えることができる。 I_p 、 B_t および波の方向をすべて逆にするにより θ は 90° から 180° まで変えられる。ここで、 $\theta < 90^\circ$ は I_p を担うテイル電子が前方方向に放射する HXR を検出することを意味し、 $\theta > 90^\circ$ は後方方向に放射する HXR を検出することを意味する。また、検出可能な光子エネルギーの領域は $E_X = 35 \sim 500$ keV である。光子はゲート幅 10 ms 毎に集められ、そのカウント数の統計的誤差を 10 % 以下にするために 40 ~ 50 ショットにわたって積算される。プラズマの再現性は SSB 検出器の信号や 9 ch の NaI 検出器列によって確かめている。この 9 ch の NaI 検出器列は下側のポートに大半径方向に並べられており、1 ショットの放電で HXR の径方向分布を求めることができる。

第 5 章 オーミック加熱プラズマにおける電流駆動実験

5.1 節 第 2 高調波による電流駆動

第 5-1 図に EC 波を入射した場合としない場合のプラズマパラメータの時間発展を示す。容器中心でのトロイダル磁場 B_{t0} は 1.14 T、第 2 高調波の EC 共鳴層は $r_{2\Omega_e} = R_{2\Omega_e} - R_0 = 8.9$ cm である。初期プラズマはオーミック加熱 (OH) によって作られ、そのバルク電子密度は $\bar{n}_e = (5 - 6) \times 10^{12} \text{ cm}^{-3}$ である。時刻 $t = 30$ ms において OH 電力を切るとプラズマ電流 I_p は減少し、時刻 $t = 75$ ms において消滅する (点線)。 $t < 75$ ms における低い正のループ電圧 ($V_L \approx 0.5$ V) は I_p の時間変化によって生じたものであり、 $V_L \propto -dI_p/dt$ である。初期の OH プラズマにおいて弱い SXR および HXR 放射 $I_{SX}(2.5 \text{ keV})$ と $I_{HX}(35 \text{ keV})$ が見られる。これらは DC 電場によって加速されて生じたスライダウェイ電子の存在を示している。OH 電力を切った後 10 ms してからミリ波電力 P_{EC} (144 kW、100 ms) を入射すると 70 ms の間ループ電圧 $V_L = 0$ のもとで定常的なプラズマ電流 $I_p = 70$ kA が流れ続ける。 $V_L = 0$ においては OH 電流は流れないので全プラズマ電流は $2\Omega_e$ EC 波によって保持されていることになる。以後このプラズマを $2\Omega_e$ ECCD プラズマと呼ぶことにする。線平均バルク電子密度 \bar{n}_e は P_{EC} を入射後 20 ms の間に $2 \times 10^{12} \text{ cm}^{-3}$ まで減少するが、 $2\Omega_e$ ECCD プラズマの間はほぼ一定に保たれる。バルク電子から放射される $I_{SX}(0.2 \text{ keV})$ の波形は \bar{n}_e のそれとよく似ている。SXR 放射強度 $I_{SX}(0.9 \text{ keV})$ は最初 \bar{n}_e の減少に従って減少するが $2\Omega_e$ ECCD プラズマの後半には徐々に増加してゆく。 $I_{SX}(2.5 \text{ keV})$ と $I_{HX}(35 \text{ keV})$ は \bar{n}_e が減少してゆくにもかかわらず P_{EC} の入射直後から増加してゆく。これは高エネルギーのテイル電子群が形成されてゆくことを示している。非熱的な電子サイクロトロン放射 $I_\mu(70 \text{ GHz})$ も P_{EC} の入射により強く増加する。これは磁場に垂直方向の電子のエネルギーが増加したことを意味する。これらのデータは OH プラズマ中に最初存在していたスライダウェイ電子が強く EC 加熱され、強い高エネルギーテイルを形成し、EC 駆動電流を運んでいることを示している。トムソン散乱による計測によれば、 P_{EC} を入射する直前の時刻 $t = 40$ ms においてプラズマ中心でのバルク電子温度は $T_e = 510 \pm 30$ eV であり、 $2\Omega_e$ ECCD プラズマ中の時刻 $t = 100$ ms においては $T_e = 490 \pm 30$ eV である。そして $2\Omega_e$ ECCD プラズマの間はバ

ルクの電子温度は変化しない。

磁場に垂直な方向に放射される HXR のエネルギースペクトルの時間発展を第 5-2 図に示す。スペクトルの傾きから求めた“X線温度” T_X は P_{EC} を入射する直前において $T_X \approx 45$ keV である。 P_{EC} を入射すると、 T_X は増加してゆき P_{EC} パルスの最後では T_X は 110 keV に、そして観測される最大光子エネルギーは 400 keV に達する。また 80 keV 以上の光子エネルギーを持つ光子の数は大きく増加し、 P_{EC} の入射中に一定値に達するようになる。

これらのデータは $2\Omega_e$ ECCD プラズマが、 $T_e \approx 500$ eV、 $n_e \approx 2 \times 10^{12} \text{ cm}^{-3}$ のバルク電子と、 $T_t \approx 100$ keV、 $n_t \approx 4 \times 10^{10} \text{ cm}^{-3}$ の高エネルギーテイル電子とから成り立っていることを示唆する。ここでテイル電子の密度はその速度分布関数が $p_{//} > 0$ に対しては相対論的マックスウェル分布、 $p_{//} < 0$ に対してはゼロであるとし、全プラズマ電流 $I_p = 70$ kA がこのテイル電子によって荷なわれているものとして見積もった。詳細な測定とテイル電子の速度分布関数の推定は 5.8 節において示す。

5.2 節 充填水素ガス圧に対する依存性

充填水素ガス圧 p は高エネルギーテイル電子の生成と $2\Omega_e$ ECCD プラズマの形成に強い影響を与える。第 5-3 図に示すように $p = (0.5 - 1.2) \times 10^{-2}$ Pa の低い充填ガス圧の時には OH プラズマにおいて非熱的な放射である $I_\mu(70 \text{ GHz})$ と $I_{HX}(35 \text{ keV})$ が見られ、OH 電力を切った後 P_{EC} を入射するとフラットトップおよびランブアップ放電ができる（電流上昇率 $\Delta I_p / \Delta t \geq 0$ ）。一方、 $p > 1.4 \times 10^{-2}$ Pa の時にはこれらの放射強度は弱く、 P_{EC} を入射しても I_p は時間と共に減少してしまい、 $2\Omega_e$ ECCD プラズマは形成されない。これらの結果は $2\Omega_e$ ECCD プラズマの形成には初期の OH プラズマ中に高エネルギーテイル電子が存在することが必要であることを示している。

これらのことから $2\Omega_e$ ECCD プラズマの形成機構として次のようなことが考えられる。Fisch-Boozer の理論によればトロイダル方向の一方に運動する電子を選択的に加熱することにより非等方な抵抗が生じてトロイダル電流が流れることになる。従って、有限の $k_{//}$ を持った EC 波を入射し、それが $\omega = l\Omega_e$ の EC 共鳴層に達するまでの一回の通過で強く吸収されなければならない。もしそうでなければ、共鳴条件 $\omega - k_{//}v_{//}$

$= 1\Omega_e$ に従って EC 共鳴層の低磁場側と高磁場側とで反対向きの電流が流れ、全体としては打ち消し合ってしまう正味の電流は流れないことになる（打ち消し効果）。WT-3 のような小型トカマクにおいては、温度が低いので通常の OH プラズマでそのように強い吸収は期待できない。従って他の機構を考えなければならない。（共鳴条件に対する相対論効果の補正はこの打ち消し効果を弱めることになるが温度が数百 eV である時には重要な意味を持たない^[29]。）ここでは次のような機構を考えている。低い充填ガス圧時の初期 OH プラズマ中には誘導電場で加速され、一方のトロイダル方向にだけ運動する高エネルギーテイル電子が存在する。それらの電子は $2\Omega_e$ EC 波と相互作用する共鳴電子となり、EC 駆動電流となる。この時逆電流を流す向きに運動するような共鳴電子が存在しないので打ち消し効果は働かない。更に、そのような高エネルギーのテイル電子は相対論的な質量の増加により高磁場側においても $2\Omega_e$ EC 波と共鳴することができる。そして共鳴電子のエネルギーが高いほど波の吸収は大きくなるので波と電子との相互作用は強まり、 $2\Omega_e$ ECCD が達成されることになる。これに対して充填ガス圧が高い時にはこれらの一方向のテイル電子が初期 OH プラズマ中に生成されないので $2\Omega_e$ ECCD は達成されない。初期 OH プラズマ中のテイル電子の速度分布関数については 5.8 節において議論する。

5.3 入射ミリ波電力に対する依存性

第 5-4 図に $\bar{n}_e \approx 1.0 \times 10^{12} \text{ cm}^{-3}$ の時の 3 つの異なる入射ミリ波電力 P_{EC} に対する I_p の波形を示す。 P_{EC} を増加させるに従い I_p はランプダウンからフラットトップとなり、70 kW 以上ではランプアップするようになる。これに従いループ電圧 V_L は正から負へと変わっていく（ $V_L \propto -dI_p/dt$ ）。ランプアップ放電は電流 I_p が完全に $2\Omega_e$ EC 波によって駆動されていることを示している。なぜならかかっている電場の向きが電子のドリフトの方向と逆になっているからである。また、テイル電子から放射される $I_{SX}(1.7 \text{ keV})$ は P_{EC} を増加させるに従って増えるが、バルク電子から放射される $I_{SX}(0.2 \text{ keV})$ はほとんど変化しない。この結果は $2\Omega_e$ EC 波が主に電流を運ぶテイル電子を加熱していることを示している。

また、 P_{EC} のパルス幅を伸ばしてゆくとそれに従ってフラットトップ放電の放電時間が伸びることも実験的に示される（第 5-5 図）。

5.4 節 バルク電子密度に対する依存性

$2\Omega_e$ ECCD プラズマ中のバルク電子密度は P_{EC} を入射した後のガスパuffing を慎重に制御することにより変えることができる。第 5-6 図に P_{EC} を一定にして電子密度を変えた時の $2\Omega_e$ EC 駆動電流 I_p の時間変化の様子を示す。電子密度が増加するに従って I_p はランプアップからフラットトップそしてランプダウンと変化する。それと共に $I_{SX}(0.2 \text{ keV})$ は増加し、 $I_{SX}(1.7 \text{ keV})$ は減少する。これらの結果はバルク電子密度が増加するに従いテイル電子によって吸収されるミリ波電力が減少し、 $2\Omega_e$ EC 駆動電流が減少したものと解釈される。X モードの EC 波の遮断密度は (3.3-9) 式より $2 \times 10^{13} \text{ cm}^{-3}$ となるが $2\Omega_e$ ECCD で達成された最高電子密度は $2.4 \times 10^{12} \text{ cm}^{-3}$ であって一桁ほど低い値である。従って、波の伝播から言えば更に高い電子密度での ECCD が期待できる。高エネルギーのテイル電子の形成を妨げずに高い電子密度の ECCD プラズマを得るためには高電力のミリ波の入射と上手な密度制御が必要であると考えられる。

5.5 波の入射方向及びトロイダル磁場に対する依存性

波の入射方向及びトロイダル磁場を変えて $2\Omega_e$ ECCD に対するそれらの影響を調べた。第 5-7 図に示すようにトロイダル磁場 B_{t0} を強くしてゆく時 P_{EC} を入射しなければ電流増加率 $\Delta I_p / \Delta t$ は負（ランプダウン）であるが、 P_{EC} を入射すると負からゼロ（フラットトップ）へ、更に正（ランプアップ）となり、また負に戻る。これに対応して V_L は正から負へ、そして正へと変わる。非熱的な放射である $I_{SX}(1.7 \text{ keV})$ と $I_\mu(70 \text{ GHz})$ はフラットトップ及びランプアップ放電（ $\Delta I_p / \Delta t \geq 0$ ）の磁場領域で強くなる。一方、熱的な放射である $I_{SX}(0.2 \text{ keV})$ は磁場を変えてもほとんど変化しない。また、フラットトップ及びランプアップ放電は $B_{t0} = 1 - 1.15 \text{ T}$ の時、即ち EC 共鳴層が $r_{2\Omega_e} = 0 - 10 \text{ cm}$ にある時のみ得られる。このように $2\Omega_e$ ECCD の場合には $2\Omega_e$ EC 共鳴層がトーラスの外側に置かれた時に $2\Omega_e$ EC 駆動電流 I_p が効率良く駆動できる。この磁場依存性は Ω_e ECCD の場合と大きく異なっている。 Ω_e ECCD の場合には EC 共鳴層をトーラス内側に置いた方が電流駆動効率は良い^[14, 15]。これは一つには $2\Omega_e$ ECCD の場合には Ω_e ECCD の場合と異なって遮断層が無いためであると考え

られる。また、 $3\Omega_e$ ECCD は Cordy らによって指摘されているが^[21]、実験的には観測されなかった。（第 5-7 図には $3\Omega_e$ EC 共鳴層の位置も示してある。）これは $3\Omega_e$ での EC 減衰が Ω_e や $2\Omega_e$ でのそれに比べて非常に小さいために入射電力がほとんど吸収されなかったためであろう。事実 $\omega \approx 3\Omega_e$ の磁場領域で P_{EC} を入射しても SXR や HXR の強度がほとんど変化していない。

アンテナを反転して波を逆方向に入射しても顕著な違いが見られなかった。（第 5-7 図において黒丸は $k_{//} > 0$ を、白丸は $k_{//} < 0$ を表す。）赤道面に対し 30° の傾きを持って磁場に垂直に O モードで入射した時 $2\Omega_e$ EC 波の効果は X モード入射時のそれよりは小さいがフラットトップ放電は得ることができた。これらの結果は、一回通過時の吸収率が小さく、波が真空容器壁で反射を繰り返してモードが変わり、最後にはスライダウェイ放電中の一方向のトロイダル方向に運動する共鳴電子に吸収されたものと解釈される（7.1 節参照）。

5.6 節 電流駆動効率

$2\Omega_e$ ECCD 実験においては線平均電子密度 $\bar{n}_e = (1.0 - 2.4) \times 10^{12} \text{ cm}^{-3}$ 、入射ミリ波電力 $P_{EC} = 30 - 144 \text{ kW}$ の範囲においてプラズマ電流 $I_p = 20 - 73 \text{ kA}$ のフラットトップ放電が得られた。横軸を入射ミリ波電力 P_{EC} 、縦軸を積 $\bar{n}_e I_p R$ にとってこれらのデータ点を示したのが第 5-8 図である。これより $2\Omega_e$ ECCD の性能係数は

$$\eta_{EC}^{(2)} = \bar{n}_e I_p R / P_{EC} = (3.2 - 6.4) \times 10^{-2} (10^{19} \text{ A/Wm}^2) \quad (5.6-1)$$

が得られる。この値は基本波による電流駆動 Ω_e ECCD の場合の $\eta_{EC}^{(1)} \approx 10^{-2}$ と同じオーダーであるが、低域混成波による電流駆動 LHCD の場合の $\eta_{LH} = (3 - 6) \times 10^{-1}$ に比べると一桁ほど小さな値になっている^[30]。

理論式と比較するために (2.1-13) 式の関係を用いて (5.6-1) 式の値を規格化された電流駆動効率に直すと、クーロン対数を $\ln \Lambda = 16$ として $(j/P_d)_{EXP}^{(2)} = 2.1 - 4.2$ となる。一方、Fisch-Boozer の理論式 (2.1-17) において $Z_i = 1$ とすると

$$\left(\frac{j}{P_d} \right)_{F-B} = \frac{1}{2} u w \quad (5.6-2)$$

となる。共鳴電子のエネルギーが 80 keV でピッチ角が 0° であるとして $u = w = 20$ を代入すれば、 $(j/P_d)_{F-B} = 200$ が得られる。この値は実験で得られた値の $50 - 100$

倍も大きいものである。また、Cordy らの準線形理論から予想される規格化された電流駆動効率の式 (2.2-15) を用いると $u_0 = w = 20$ として $l = 1, 2, 3$ に対して $(j/P_d)_C = 216, 308, 368$ となる。捕捉電子の効果を考慮するとこれらの値は半分になるものと考えられるが Fisch-Boozer の理論式から得られる値とほぼ同じであって、実験値とは二桁近い開きがある。この原因として電流を荷なう高速電子の閉じ込め時間が短いことが考えられるが、詳しい議論は 7.3 節において行なう。

5.7 節 電子速度分布関数の推定

この節では第 5-9 図に示される $I_p = 25 \text{ kA}$ 、 $\bar{n}_e = 1.6 \times 10^{12} \text{ cm}^{-3}$ 、 $P_{EC} = 65 \text{ kW}$ 、 $B_{t0} = 1.09 \text{ T}$ ($r_{2\Omega_e} = 5.9 \text{ cm}$) の放電において行なった詳しい計測の結果について述べる。そして時刻 $t = 20 - 30 \text{ ms}$ の OH プラズマと $t = 70 - 80 \text{ ms}$ の $2\Omega_e$ ECCD プラズマにおける電子分布関数の推定を行なう。

5.7.1 バルク電子の温度と密度

OH 及び $2\Omega_e$ ECCD プラズマにおいて測定されたバルク電子の温度と密度の空間分布 $T_e(r)$ と $n_e(r)$ を第 5-10 図に示す。測定データは次の放物線型の関数でフィッティングしている。

$$\begin{aligned} T_e(r) &= T_{e0} (1 - r^2/a^2)^{\alpha_t} \\ n_e(r) &= n_{e0} (1 - r^2/a^2)^{\alpha_n} \\ r^2 &= (R - \bar{R})^2 + z^2 \end{aligned} \quad (5.7-1)$$

ここで \bar{R} は T_e または n_e がピークになる大半径の値を表す。最小 2 乗法を用いて得られた T_{e0} 、 α_t 、 n_{e0} 、 α_n を表 5-1 (a) にまとめてある。 $2\Omega_e$ ECCD プラズマのバルク電子の温度は OH プラズマのそれとほとんど同じであり、 P_{EC} の入射中はほぼ一定に保たれる。

5.7.2 硬 X 線スペクトルの空間分布

第 5-11 図 (a)、(b) に OH 及び $2\Omega_e$ ECCD プラズマにおける“X 線温度” T_X の空間分布を示す。検出器の視線とトロイダル磁場のなす角は 90° である。これを見る

と、OH プラズマでも $2\Omega_e$ ECCD プラズマでも小半径の $1/2$ 以内の範囲においては T_X がほとんど一定であることがわかる。 T_X は OH プラズマにおいては 60 keV であり、 $2\Omega_e$ ECCD プラズマにおいては 90 keV にまで上昇している。第 5-11 図 (c)、(d) には異なる光子エネルギーに対する HXR 放射強度の空間分布を示す。 T_X の分布とは対照的に放射強度はかなりピーキングしている。(5.7-1) 式の形のプロファイル関数でフィッティングを行なうと、OH プラズマでは $\alpha = 3 - 4$ 、 $2\Omega_e$ ECCD プラズマでは $\alpha = 4 - 5$ となる。これらの測定結果より、テイル電子は主に真空容器の中心付近に局在し、その平均エネルギーは小半径方向にはほぼ一定であるものと考えられる。 $2\Omega_e$ ECCD プラズマにおける HXR の全光子数は OH プラズマの時の 4.5 倍になっているがバルク電子密度が OH プラズマの時よりも低くなっていることを考慮すると（有効電荷数が一定であるとして） P_{EC} の入射によってテイル電子密度は 6 倍に増加していると見積もられる。

5.7.3 硬 X 線スペクトルの角度分布

第 5-12 図に前方（ $\theta = 10^\circ$ ）、垂直（ $\theta = 90^\circ$ ）、及び後方（ $\theta = 160^\circ$ ）に放射された HXR スペクトルを示す。実線は $2\Omega_e$ ECCD プラズマの時のもの、点線は OH プラズマの時のものを表す。前方方向のスペクトルを見ると、OH プラズマにおいては誘導電場で加速された高速電子が放射する 600 keV にまで達する HXR が観測されている。一方 $2\Omega_e$ ECCD プラズマにおいては誘導電場は無く、300 keV 以上の光子数は減少している。前方及び垂直方向のスペクトルでは P_{EC} の入射によって 300 keV 以下の HXR が増加している。また後方方向には P_{EC} の入射によって 200 keV までの HXR が観測され、逆方向のプラズマ電流を形成するようなテイル電子が生じていることがわかる。そのような電子はピッチ角散乱や直接の EC 加熱によって作られているものと思われる。 $2\Omega_e$ ECCD プラズマにおける X 線温度はそれぞれの角度において、90、70、60 keV となっている。これらの HXR スペクトルは前方方向のテイル電子の温度と密度が高く、磁力線方向に非対称な速度分布が形成されていることを示している。

$2\Omega_e$ EC 波の効果は第 5-13 図により明確に示されている。そこでは、エネルギーが 70 - 200 keV である垂直及び後方方向の光子数と前方方向の光子数の比を時間に対し

てプロットしてある。その比は P_{EC} 入射後急速に増加し、 $2\Omega_e$ ECCD プラズマにおいてはほとんど変化しなくなる。この比の増加は $2\Omega_e$ EC 波による電子の垂直方向の加速と速度分布の変形を表す。

5.7.4 テイル電子分布関数の推定

第 5-14 図に OH 及び $2\Omega_e$ ECCD プラズマにおける視線上で規格化された HXR 光子数 I_N の角度依存をいくつかのエネルギーに対して示してある。 P_{EC} の入射によって明らかに HXR 光子数が増加し、特に $\theta = 30^\circ - 100^\circ$ の角度依存が平坦化されていることがわかる。この角度はおおざっぱに言って $2\Omega_e$ EC 波によって加熱されたテイル電子のピッチ角に対応する。

さて、これらのデータをもとにテイル電子の分布関数の推定を試みるわけだが、HXR スペクトルのデータからは一意的に分布関数を決定することはできないのでモデル分布関数を仮定し、観測された HXR スペクトルを一番良く再現するように形を決める、という手法をとる^[31-34]。まず、磁気軸に対して角度 θ の視線上で検出される光子エネルギー $E_X \sim E_X + dE_X$ の HXR スペクトル強度は

$$I(\theta, E_X) = F_c(\theta) I_N(\theta, E_X)$$

$$F_c(\theta) = \int_L n_e(l) n_t(l) G(l, \theta) dl \quad (5.7-2)$$

$$I_N(\theta, E_X) = dE_X \int_{\vec{p}} v \left[Z_{eff} \frac{d^2\sigma_{ei}}{dE_X d\Omega} + \frac{d^2\sigma_{ee}}{dE_X d\Omega} \right] f_t(p_{//}, p_{\perp}) d^3p$$

という形に書ける。ここに、 $G(l, \theta)$ はコリメータで決まる幾何学的因子、 $I_N(\theta, E_X)$ は視線上で規格化された光子数、 $\frac{d^2\sigma_{ei}}{dE_X d\Omega}$ 、 $\frac{d^2\sigma_{ee}}{dE_X d\Omega}$ はそれぞれ電子-イオン、電子-電子間の制動放射微分断面積を表わす。 dl についての積分は視線に沿って行なう。また、テイル電子の分布関数 $f_t(p_{//}, p_{\perp})$ は 3.8 節で議論した 3 温度モデル (3.8-1) 式を用いる。そして、 $Z_{eff} = 1$ として 3 つの温度 $T_{//F}$ 、 $T_{//B}$ 、 T_{\perp} と密度比 n_{tB}/n_{tF} をパラメータにして、観測された HXR スペクトルを一番良く再現するような組を求める。この時、3 つの温度について 10 keV から 200 keV まで 10 ~ 25 keV きざみで指定し、最適な密度比 n_{tB}/n_{tF} と検定のための指標 $\varepsilon = (\exp\{\sqrt{\delta^2/N} - 1\}) \times 100 (\%)$

を計算してゆく。ここに、 $\delta^2 = \sum_{i=1}^N (\ln X_i - \ln F_i)/N$ 、 X_i はデータ値、 F_i は計算値、 N は全データ数である。これらの中から ε が最小となる組を選ぶことでパラメータを決定する。第 5-14 図の実線はこうして求めた分布関数から再生された HXR スペクトルの角度分布 $I_N(\theta, E_X)$ を表す。また、 $2\Omega_e$ ECCD プラズマにおけるテイル電子の密度はプラズマ電流 I_p がすべてテイル電子によって運ばれているとして

$$I_p = \int_0^a 2\pi r dr (1 - r^2/a^2)^{3.4} \times \left\{ n_{tF0} \int_0^\infty dp_{//} \int_0^\infty 2\pi p_\perp dp_\perp \frac{ep_{//}}{\gamma m_e} f_t(p_{//}, p_\perp) + n_{tB0} \int_{-\infty}^0 dp_{//} \int_0^\infty 2\pi p_\perp dp_\perp \frac{ep_{//}}{\gamma m_e} f_t(p_{//}, p_\perp) \right\} \quad (5.7-3)$$

から求められる。そして OH プラズマにおけるテイル電子密度は 5.7.2 節で述べたように $2\Omega_e$ ECCD プラズマの 1/6 であるとして計算される。こうして得られた OH 及び $2\Omega_e$ ECCD プラズマにおけるプラズマパラメータを表 5-1 (b) にまとめてある。また、それらの電子分布関数の模式図を第 5-15 図に示す。

OH プラズマにおける分布関数は $n_{tB} = 0$ で片側のみに分布した形になっている。この結果は 5.2 節で述べた ECCD の形成機構を支持するものである。 $2\Omega_e$ ECCD プラズマでは T_\perp は EC 加熱の結果増加する一方 $T_{//F}$ は誘導電場が無いので減少している。全バルク電子数に対するテイル電子数の割合は 1.5 % と計算される。これらの結果を LHCD の時と比較するとテイル電子の磁場に垂直方向のエネルギーが約 2 倍になっており、ECCD と LHCD の加熱機構の著しい違いを表している。

ところでこうして推定した分布関数はあくまでも最初に仮定したモデルの範囲内で最適なものであって完全なものではないことには注意しなければならない。実際、第 5-14 図において $\theta = 40^\circ - 80^\circ$ の領域でモデル分布関数から計算された線と観測値が少しずれているのが見られる。これは $2\Omega_e$ EC 波による分布関数の Gauss 型勾配からの準線形的変形を表すものと考えられる。

第 6 章 電子サイクロトロン共鳴プラズマにおける電流駆動実験

$2\Omega_e$ EC 駆動電流は OH を全く用いないマイクロ波放電中にも流すことが可能である。初期プラズマは 40 GHz、10 kW、5 ms という小さなジャイロトロン出力を用い、EC 基本共鳴によって放電させて作る（EC 共鳴プラズマ）。基本波とは異なり、EC 第 2 高調波のみでは放電させることはできなかった。この時 OH コイルの 1 次側をショートし、平衡のための垂直磁場 B_V をかけて 56 GHz のミリ波を入射すると、第 6-1 図に示すようにプラズマ電流は $\Delta I_p / \Delta t \approx 85$ kA/s の上昇率で増加し、パルス最後には $I_p^m = 2.4$ kA に達する。この時一周電圧は $V_L \approx -0.2$ V であり、 I_p の向きとは逆の電場がかかっている。バルク電子の密度は低く、 $\bar{n}_e \approx 0.7 \times 10^{12}$ cm⁻³ である。放電半ばに、 I_p が立ち上がる頃から非熱的な放射である $I_{SX}(1.7$ keV) や $I_\mu(70$ GHz) が現れ、 I_p が増加するに従って増えていく。これは、時間と共にエネルギーの高いテイル電子が作られていくことを示している。

第 6-2 図に示すように、EC 共鳴プラズマ中の $2\Omega_e$ EC 駆動電流はトロイダル磁場が $B_{t0} = 0.92 - 1.22$ T ($2\Omega_{e0}/\omega = 0.92 - 1.22$) であるとき流れ、特に $B_{t0} = 1.09$ T ($2\Omega_{e0}/\omega = 1.09$) の時最大となる。放電中の最大駆動電流 I_p^m の B_{t0} に対する依存性は波の入射角やモードにはほとんど依らないが、 I_p^m の値は $k_{//} > 0$ 、 $k_{//} < 0$ 、 $k_{//} = 0$ の順に少なくなる。

第 6-3 図に示すように入射ミリ波電力 $P_{EC} < 40$ kW ではプラズマ電流は立ち上がらない。また、 P_{EC} を増やすに従って駆動される電流は増加することがわかる。

充填水素ガス圧に対する依存性を第 6-4 図に示す。 $2\Omega_e$ EC 駆動電流が流れるのはガス圧が $p = (0.3 - 1.5) \times 10^{-2}$ Pa の時である。ガス圧が増加するに従い、 I_p^m と $I_{SX}(1.7$ keV) は減少する。一方、電子密度は増大してゆく。これらのデータより電流を駆動するためには高エネルギーのテイル電子を形成しなければならないことがわかる。

EC 共鳴プラズマにおいては B_V をかけることにより電子の垂直方向のドリフトを打ち消してトロイダル方向に非対称な速度分布を作ることができる^[15, 35]。第 6-5 図に駆動電流の B_V 依存性を示す。この時の駆動電流の流れる向きは B_V の向きだけで定まり、波の入射方向には無関係である。従って、 B_V のためにトロイダル方向に運動する電子の閉じ込め時間がその運動方向によって差が生じて非対称な分布ができ、それを更に EC 加熱によりエネルギーを高め、非対称性を強くして電流を駆動しているものと考え

られる。

実際、電子の案内中心の軌道を考え、電子のトロイダルドリフトを B_v による磁力線の傾きで打ち消して、その軌道が容器壁に当たらないような電子の運動エネルギー W_k はピッチ角が 45° の時次のように与えられる。

$$W_k = \frac{2\sqrt{2}}{9m_e} (eB_v R_0)^2 \quad (6-1)$$

第 6-5 図で I_p が大きいところの値 $B_v \sim 1 \times 10^{-3} \text{ T}$ を用いると $W_k \sim 23 \text{ keV}$ が得られる。従ってこのような高速電子が EC 波によって作られ、電流を運んでいると思われる。

第 7 章 議論

7.1 節 波の吸収率の計算

EC 波の軌道及び吸収率の計算方法については第 3 章で示した。その方法で 5.7 節で得られた結果（表 5-1）を用いて実際に計算を行なったところ第 7-1 図に示すような結果が得られた。EC 波の軌跡は密度が低いためほぼ直線状にプラズマを横断している。また、バルク電子による吸収分布は $2\Omega_e$ EC 共鳴層のそばに局在しているが、テイル電子による吸収分布は相対論効果と Doppler 効果により広く真空容器内に拡がっている。OH プラズマにおいては一回通過時の吸収率は 0.2 であり、そのうちテイル電子によるものは 0.02 に過ぎない。 $2\Omega_e$ ECCD プラズマにおいての一回通過時の吸収率はあまり大きくなく、0.24 である。この時のバルク電子とテイル電子の吸収量の比は 2:3 でテイル電子による吸収の方が大きくなっている。

一回通過時の吸収率の B_{t0} に対する依存性を第 7-2 図に示す。バルク電子による吸収は $B_{t0} \approx 1.0 \text{ T}$ ($2\Omega_{e0}/\omega \approx 1.0$) の時最大になる。テイル電子による吸収は $k_{//} > 0$ の時 $B_{t0} \approx 1.15 \text{ T}$ ($2\Omega_{e0}/\omega \approx 1.15$) の時最大となり、第 5-7 図の実験結果とよく似ている。しかし $k_{//} < 0$ に対しては吸収が最大となるのはもっと高い磁場の時であり実験結果を説明できない。これは一回通過時の吸収率が小さいので EC 波を入射する時にモードと方向を決めたとしても真空容器の壁で多重反射が繰り返され、電場の向きも波数ベクトルの向きもごちゃまぜになってしまうためであると考えられる。従って 5.5 節で述べたように $2\Omega_e$ EC 加熱の効果が入射した時の電場の向きや波数ベクトルの向きにあまり依らない結果が得られたのだと考えられる。

7.2 節 エネルギー閉じ込め時間の見積もり

$2\Omega_e$ ECCD プラズマのエネルギー閉じ込め時間は、プラズマ中に蓄えられたエネルギー、テイル電子からバルク電子へのエネルギーの流れ、そして吸収された EC 波電力から見積もられる。ここでバルク電子とテイル電子の各成分に分け、バルク電子に対しては添字 b を、テイル電子に対しては添字 t を付けることにする。

まず、蓄えられたエネルギーは表 5-1 の分布関数及び空間分布から計算され、 $W_b = 13.5 \text{ J}$ 、 $W_t = 180 \text{ J}$ が得られる。次にテイル電子からバルク電子へのクーロン衝突によ

るエネルギーの流れ P_{ee} は

$$P_{ee} = \frac{\frac{3}{2}N_t(T_t - T_b)}{\tau_{col}} \quad (7.2-1)$$

によって見積もられ、 $P_{ee} = 3.4 \text{ kW}$ が得られる。ここに $N_t = 8.5 \times 10^{15}$ は全テイル電子数、 $T_t = 80 \text{ keV}$ と $T_b = 0.2 \text{ keV}$ はそれぞれテイルおよびバルク電子の温度を表す。また $\tau_{col} = 152 \text{ ms}$ はエネルギー緩和時間である。最後に吸収された EC 波電力は、入射した 65 kW の EC 波電力の 80% が前節の計算結果に従ってバルクとテイル電子に $2:3$ の割合で多重反射を繰り返した後吸収されるものとして見積もると、 $P_{Ab} = 20.8 \text{ kW}$ 、 $P_{At} = 31.2 \text{ kW}$ が得られる。従ってエネルギー閉じ込め時間はバルク電子に対しては $\tau_{Eb} = 0.56 \text{ ms}$ 、テイル電子に対しては $\tau_{Et} = 6.47 \text{ ms}$ となる。バルク電子の閉じ込め時間の値は OH プラズマの閉じ込め時間とほぼ同じであり、neo-Alcator 則に乗っている。一方テイル電子の閉じ込め時間の値はバルク電子よりも一桁大きく、LHCD の時と同じような値になっている。

7.3 節 電流駆動効率の理論と実験値の比較

前節で見たようにテイル電子のエネルギー閉じ込め時間 τ_{Et} はクーロン衝突によるエネルギー緩和時間 τ_{col} に比べて非常に小さな値になっている。そのためほとんどのテイル電子はリミターや壁に直接逃げてしまっているものと考えられ、2.1 節で述べた Fisch-Boozer や 2.2 節の Cordy らの理論では扱えなくなっていると思われる。それで 5.6 節で述べたような実験値と理論値のずれが生じているのであろう。ここでは 2.3 節で示した粒子損失がある場合の電流駆動理論を比較することにする。テイル電子の粒子閉じ込め時間 τ_F がエネルギー閉じ込め時間と同じであるとして $\tau_F = 6.47 \text{ ms}$ とすると 80 keV のエネルギーをもつ電子に対して $\bar{\tau}_F = 4.25 \times 10^{-2}$ となる。これを $Z_i = 1$ の時の理論式 (2.3-57) に代入すると $u = w = 20$ (ピッチ角が 0°) に対して $(j/p_d)_L = 6.5$ が得られる。またピッチ角を 40° 、 $u = 20$ とすれば $(j/p_d)_L = 5.0$ となる。これらの値は実験値の $2.1 - 4.2$ に非常に近いものになっている。従って低い電流駆動効率は電流を荷なうテイル電子の閉じ込めが悪いためであるとして説明できる。また LHCD に比べても一桁近く悪いことも理論式から予想できる。

第 7-3 図に実験で得られた $2\Omega_e$ ECCD の性能係数 $\eta_{EC}^{(2)}$ の \bar{n}_e 及び I_p 依存性を示す。 LHCD の場合と異なり、 \bar{n}_e や I_p に対する強い依存性は見られない^[30]。これは LHCD の場合と粒子閉じ込めの機構が異なるためであるかもしれない。

第 8 章 要約

以上の実験結果と議論をまとめると次のように要約される。

- (1) 電子サイクロトロン第 2 高調波を用い、誘導電場が無い状態で 70 kA のプラズマ電流をパルスの間中保持することができた ($2\Omega_e$ ECCD プラズマ)。
- (2) $2\Omega_{e0}/\omega = 1 - 1.15$ の磁場領域においてフラットトップあるいはランブアップ放電が可能であった。しかし、波の入射角度やモードによるはっきりとした違いは見られなかった。これは一回通過時の吸収率が小さく、壁での多重反射の影響が大きいためと考えられる。
- (3) $2\Omega_e$ ECCD プラズマは電子はバルク電子とテイル電子の 2 つの成分から成り立っている。バルク電子は $T_e \approx 500$ eV、 $n_e \approx 2 \times 10^{12}$ cm⁻³ であり、テイル電子は $T_t \approx 100$ keV、 $n_t \approx 0.02 n_e$ であって、テイル電子がすべてのプラズマ電流を運んでいる。
- (4) 硬 X 線スペクトルの磁場に対する角度依存性の解析より、テイル電子の分布関数はトロイダル方向に非対称になっており、EC 加熱のために高い T_\perp (= 75 keV) を持っていることがわかった。
- (5) ECCD の実現のためには初期プラズマ中にトロイダル方向の片側のみに運動している高速電子が存在することが必要である。これは一回通過時の吸収率が小さく、もしも初期プラズマが等方な分布をしていたとすると打ち消し効果によって正味の電流が流れないことと関連している。
- (6) 実験的に求められた $2\Omega_e$ ECCD の性能係数 $\eta_{EC}^{(2)}$ は $(3.2 - 6.4) \times 10^{-2}$ (10^{19} A/Wm²) であり、 Ω_e ECCD の場合とほぼ同じであった。しかし、LHCD の場合に比べると一桁小さい値であり、Fisch-Boozer の理論値と比べても一桁から二桁小さくなっている。この原因は電流を荷なうテイル電子の閉じ込め時間がクーロン衝突によるエネルギー緩和時間の約 25 分の 1 しかなく、十分な電流を運ぶ前にリミターや壁に当たって損失しているためと考えられる。

付録

(2.1-10) 式は次のようにして求められる。電子のエネルギー及び磁場に平行方向の運動量の緩和は (2.3-9) と (2.3-10) 式で与えられる。これを時刻 0 から t まで積分すれば、それぞれ

$$v = v_0 \exp \left[- \int_0^t \nu_E dt \right] \quad (\text{A1-1})$$

$$v_{//} = v_{//0} \exp \left[- \int_0^t \nu_M dt \right] \quad (\text{A1-2})$$

となる。ここに添字 0 は時刻 0 における値を表わす。これより、時刻 t における磁力線方向の電流密度は時刻 0 における電流密度を $J_0 = -en_e \delta f v_{//0}$ として、

$$\begin{aligned} J(t) &= -en_e \delta f v_{//} = -en_e \delta f v_{//0} \exp \left[- \int_0^t \nu_M dt \right] \\ &= J_0 \exp \left[- \int_0^t (2 + Z_i) \nu_E dt \right] = J_0 \left(\exp \left[- \int_0^t \nu_E dt \right] \right)^{(2 + Z_i)} \\ &= J_0 \left(\frac{v}{v_0} \right)^{(2 + Z_i)} \end{aligned}$$

と書ける。(2.1-3) 式の導出に従えば、これを十分長い時間にわたって平均したものが実際に流れる電流の密度に相当することになるから

$$\begin{aligned} \int_0^\infty J(t) dt &= \int_{v_0}^0 J_0 \left(\frac{v}{v_0} \right)^{(2 + Z_i)} \frac{dv}{-\nu_E v} = J_0 \int_{u_0}^0 \left(\frac{u}{u_0} \right)^{(2 + Z_i)} \frac{-u^3}{\nu_0} \frac{du}{u} \\ &= J_0 \frac{u_0^2}{\nu_0} \int_0^{u_0} \left(\frac{u}{u_0} \right)^{(4 + Z_i)} du = J_0 \frac{u_0^2}{\nu_0} \frac{u_0}{5 + Z_i} \left[x^{5 + Z_i} \right]_0^1 \\ &= J_0 \frac{u_0^3}{(5 + Z_i) \nu_0} \end{aligned}$$

これと、(2.1-3) 式を比較することにより、衝突周波数は

$$\nu = \nu_0 \frac{5 + Z_i}{u^3} \quad (\text{2.1-10})$$

とすれば良いことがわかる。

謝 辞

ここに本論文をまとめるにあたっていろいろと指導して下さいった田中茂利教授をはじめ、
曄道恭助教授、前川孝助手に感謝の意を表します。また、日頃厳しい批判をして下さった、
中村正彦様、安藤晃様、小椋一夫様の諸先輩方にも感謝しております。更に、WT-3 装
置を運転するにあたっていろいろ手伝って下さった後輩諸君にもこの場を借りてお礼を申
し上げます。

参考論文

- [1] FISCH, N. J., Rev. Mod. Phys. 59 (1987) 175.
- [2] YAMAMOTO, T., IMAI, T., SHIMADA, M., SUZUKI, N., et al., Phys. Rev. Lett. 45 (1980) 716.
- [3] NAKAMURA, M., CHO, T., KUBO, S., et al., Phys. Rev. Lett. 47 (1981) 1902.
- [4] BERNABEI, S., DAUGHNEY, C., EFTHIMION, P., et al., Phys. Rev. Lett. 49 (1982) 1255.
- [5] PORKOLAB, M., SCHUSS, J. J., LLOYD, B., et al., Phys. Rev. Lett, 53 (1984) 450.
- [6] MAYBERRY, M. J., PORKOLAB, M., CHEN, K. -I., et al., Phys. Rev. Lett, 55 (1985) 829.
- [7] KUBO, S., NAKAMURA, M., CHO, T., et al., Phys. Rev. Lett, 50 (1983) 1994.
- [8] IMAI, T., et al., Nucl. Fusion 28 (1988) 1341.
- [9] FISCH, N. J., BOOZER, A. H., Phys. Rev. Lett. 45 (1980) 720.
- [10] START, D. F. H., et al., Phys. Rev. Lett. 48 (1982) 624.
- [11] ALCOCK, M. W., LLOYD, B., MORRIS, A. W., ROBINSON, D. C., START. D. F. H., in Proceedings of the Ninth International Conference on Plasma Physics and Controlled Nuclear Fusion Research, Baltimore, USA, 1982 (IAEA, Vienna, 1982) Vol. II, p.51.
- [12] ROBINSON, D. C., AINSWORTH, N. R., COLLINS, P. R., et al., in Proceedings of the Eleventh International Conference on Plasma Physics and Controlled Nuclear Fusion Research, Kyoto, Japan, 1986 (IAEA, Vienna, 1986) Vol. I, p.575.
- [13] LLOYD, B., EDLINGTON, T., O'BRIEN, M. R., et al., Nucl. Fusion 28 (1988) 1013.
- [14] ANDO, A., OGURA, K., TANAKA, H., et al., Phys. Rev. Lett. 56 (1986) 2180.
- [15] ANDO, A., OGURA, K., TANAKA, H., et al., J. Phys. Soc. Jpn 55 (1986) 4259.
- [16] TANAKA, S., TERUMICHI, Y., MAEKAWA, T., et al., in Proceedings of the

- Eleventh International Conference on Plasma Physics and Controlled Nuclear Fusion Research, Kyoto, Japan, 1986 (IAEA, Vienna, 1986), Vol. I, p. 553.
- [17] DENDY, R. O., O'BRIEN, M. R., COX, M., START, D. F. H., Nucl. Fusion 27 (1987) 377.
- [18] TANAKA, H., ANDO, A., OGURA, K., et al., Phys. Rev. Lett. 60 (1988) 1033.
- [19] TANAKA, S., TERUMICHI, Y., MAEKAWA, T., et al., Proceedings of the Twelfth International Conference on Plasma Physics and Controlled Nuclear Fusion Research, Nice, 1988 paper No. IAEA-CN-50/E-1-5.
- [20] TERUMICHI, Y., TANAKA, H., ANDO, A., et al., Int. J. Electronics 65 (1988) 691.
- [21] CORDEY, J. G., EDLINGTON, T., START, D. F. H., Plasma Phys. 24 (1982) 73.
- [22] LUCKHARDT, S. C., Nucl. Fusion 27 (1987) 1914.
- [23] BORNATICI, M., CANO, R., DE BARBIERI, O., ENGELMANN, F., Nucl. Fusion 23 (1983) 1153.
- [24] STIX, T. H., *The Theory of Plasma Waves*, McGraw-Hill, New York (1962).
- [25] MAEKAWA, T., TANAKA, S., TERUMICHI, Y., HAMADA, Y., Phys. Rev. Lett. 40 (1978) 1379.
- [26] MAEKAWA, T., TANAKA, S., TERUMICHI, Y., HAMADA, Y., J. Phys. Soc. Jpn. 48 (1980) 247.
- [27] FIDONE, I., GIRUZZI, G., KRIVENSKI, V., ZIEBELL, L. F., Nucl. Fusion 26 (1986) 1537.
- [28] BATCHELOR, D. B., GOLDFINGER, R. C., WEITZNER, H., Phys. Fluids 27 (1984) 2835.
- [29] CAIRNS, R. A., OWEN, J., LASHMORE-DAVIES, C. N., Phys. Fluids 26 (1983) 3475.
- [30] IIDA, M., IDE, S., TANAKA, H., et al., Kakuyugo Kenkyu 61 (1989) 241 [in Japanese].
- [31] OGURA, K., Formation and Distribution Function of Fast Electrons during RF Current Drive, PhD thesis, Kyoto University (1989) [in Japanese].

- [32] GOELER, S. VON, STEVENS, J., BERNABEI, S., et al., Nucl. Fusion 25 (1985) 1515.
- [33] STEVENS, J., GOELER, S. VON, BERNABEI, S., et al., Nucl. Fusion 25 (1985) 1529.
- [34] TEXTER, S., KNOWTON, S., PORKOLAB, M., TAKASE, Y., Nucl. Fusion 26 (1986) 1279.
- [35] SHIMOZUMA, T., TAKAHASHI, J., TANAKA, H., et al., J. Phys. Soc. Jpn. 54 (1985) 1360.

図の説明

第 2-1 図

規格化された電流駆動効率 j/p_d を熱速度で規格化された共鳴電子の磁場に平行方向の速度の 2 乗に対してプロットしたもの。点線は Lorentz ガスモデルによる理論線、実線は電子-電子衝突も考慮した Fokker-Planck 方程式を数値的に解いて得られた線を示す。(文献 [21] より転載。)

第 2-2 図

(a) (2.3-60) 式、(b) (2.3-61) 式、(c) (2.3-62) 式、(d) (2.3-63) 式を規格化された粒子閉じ込め時間 $\bar{\tau}_F$ に対してプロットしたもの。

第 3-1 図

電子サイクロトロン波周波数帯の CMA 図。

第 3-2 図

共鳴条件 (3.5-5) 式を、WT-3 において、ピッチ角が 0° である電子の運動エネルギーと大半径に対する共鳴点の位置でプロットしたもの。ここでは $N_{//} = 0.5$ 、 $B_{t0} = 1.09$ T としている。

第 4-1 図

WT-3 トカマクのプロックダイヤグラム。

第 4-2 図

56 GHz ミリ波入射アンテナ系。

第 4-3 図

Vlasov アンテナの放射パターン。

第 4-4 図

硬 X 線波高分析装置の模式図。

第 5-1 図

電子サイクロトロン第 2 高調波による電流駆動の典型波形。

(a) 入射ミリ波電力 P_{EC} 、(b) 一周電圧 V_L 、(c) プラズマ電流 I_p 、(d) $R = 65$ cm における線平均電子密度 \bar{n}_e 、(e) 軟 X 線放射強度 $I_{SX}(0.2 \text{ keV})$ 、(f) 軟 X 線放射強度 $I_{SX}(0.9 \text{ keV})$ 、(g) 軟 X 線放射強度 $I_{SX}(2.5 \text{ keV})$ 、(h) 硬 X 線放射強度

$I_{HX}(35 \text{ keV})$ 及び (i) 電子サイクロトロン放射 $I_{\mu}(70 \text{ GHz})$ 。実線が P_{EC} を入射した時の波形、点線は入射しなかった時の波形を示す。

第 5-2 図

第 5-1 図で示される放電時の硬 X 線波高分析の結果

(a) それぞれの時刻 (1) $t = 30 - 40 \text{ ms}$ 、(2) $t = 40 - 50 \text{ ms}$ 、(3) $t = 70 - 80 \text{ ms}$ 、(4) $t = 100 - 110 \text{ ms}$ における硬 X 線スペクトル。(b) “X 線温度” T_X と 80 keV 以上のエネルギーを持った光子の数の時間発展。

第 5-3 図

(a) P_{EC} 入射中の電流上昇率 $\Delta I_p / \Delta t$ 、(b) 電子サイクロトロン放射 $I_{\mu}(70 \text{ GHz})$ 及び (c) 硬 X 線放射強度 $I_{HX}(35 \text{ keV})$ の充填水素ガス圧に対する依存性。

第 5-4 図

(a) いろいろな P_{EC} (1) 100 kW 、(2) 57 kW 、(3) 30 kW に対するランプアップ、フラットトップ及びランプダウン放電の電流波形。点線は $P_{EC} = 0$ の時を示す。(b) 電流上昇率 $\Delta I_p / \Delta t$ (黒丸)、一周電圧 V_L (白丸)、(c) 軟 X 線放射強度 $I_{SX}(1.7 \text{ keV})$ (黒丸) 及び軟 X 線放射強度 $I_{SX}(0.2 \text{ keV})$ (白丸) の入射ミリ波電力依存性。

第 5-5 図

入射ミリ波のパルス幅を変えた時の放電波形。

第 5-6 図

(a) いろいろな電子密度 (1) 0.9 、(2) 2.0 、(3) $2.0 \times 10^{12} \text{ cm}^{-3}$ に対するランプアップ、フラットトップ及びランプダウン放電の電流波形。(b) 電流上昇率 $\Delta I_p / \Delta t$ (黒丸)、一周電圧 V_L (白丸)、(c) 軟 X 線放射強度 $I_{SX}(1.7 \text{ keV})$ (黒丸) 及び軟 X 線放射強度 $I_{SX}(0.2 \text{ keV})$ (白丸) の電子密度依存性。

第 5-7 図

(a) 一周電圧 V_L 、(b) 電流上昇率 $\Delta I_p / \Delta t$ 、(c) 軟 X 線放射強度 $I_{SX}(0.2 \text{ keV})$ 及び (d) 軟 X 線放射強度 $I_{SX}(1.7 \text{ keV})$ のトロイダル磁場依存性。黒丸は $k_{//} > 0$ 、白丸は $k_{//} < 0$ の X モード、三角は $k_{//} = 0$ の O モード入射の場合を表す。
×印は P_{EC} を入射しない場合を表す。

第 5-8 図

フラットトップ放電における線平均電子密度、プラズマ電流、大半径の積 $\bar{n}_e I_p R$ の入射ミリ波電力依存性。黒丸は $k_{//} > 0$ 、白丸は $k_{//} < 0$ の場合を表す。三角は $B_{t0} = 1.75 \text{ T}$ における基本波の場合を表す。

第 5-9 図

硬 X 線スペクトルの角度依存を調べた時の (a) 入射ミリ波電力 P_{EC} 、(b) 一周電圧 V_L 、(c) プラズマ電流 I_p 、(d) $R = 65 \text{ cm}$ における線平均電子密度 \bar{n}_e 、(e) 軟 X 線放射強度 $I_{SX}(0.2 \text{ keV})$ 、(f) 軟 X 線放射強度 $I_{SX}(0.9 \text{ keV})$ 、(g) 軟 X 線放射強度 $I_{SX}(2.5 \text{ keV})$ 、(h) 硬 X 線放射強度 $I_{HX}(35 \text{ keV})$ 及び (i) 電子サイクロトロン放射 $I_\mu(70 \text{ GHz})$ の時間発展。

第 5-10 図

第 5-9 図に示されるプラズマの線積分電子密度（白丸と実線）及び電子温度（黒丸と点線）の空間分布。(a) は OH プラズマ、(b) は $2\Omega_e$ ECCD プラズマ中のものである。

第 5-11 図

“X 線温度” T_X と光子数の空間分布。(a) と (c) は OH プラズマ、(b) と (d) は $2\Omega_e$ ECCD プラズマ中のものである。(c)、(d) において白丸は光子エネルギーが $E_X = 70 - 80 \text{ keV}$ 、×印は $E_X = 95 - 105 \text{ keV}$ 、三角は $E_X = 145 - 155 \text{ keV}$ 、四角は $E_X = 195 - 205 \text{ keV}$ そして逆三角は $E_X = 245 - 255 \text{ keV}$ の光子数を表す。

第 5-12 図

トロイダル磁場に対して (a) $\theta = 10^\circ$ （前方）、(b) $\theta = 90^\circ$ （垂直）、(c) $\theta = 160^\circ$ （後方）から見た硬 X 線スペクトル。実線は $2\Omega_e$ ECCD プラズマ、点線は OH プラズマの場合を表す。

第 5-13 図

$\theta = 0^\circ$ （前方）に放射される光子数に対する $\theta = 90^\circ$ （垂直、白丸）あるいは $\theta = 160^\circ$ （後方、四角）に放射される光子数の割合の時間変化。エネルギーが $E_X = 70 - 200 \text{ keV}$ の範囲の光子数を比較している。

第 5-14 図

いろいろな光子エネルギーにおける硬X線スペクトルの角度分布。縦軸は視線上で規格化された光子数を表す。(a)はOHプラズマ、(b)は $2\Omega_e$ ECCDプラズマの場合を示す。白丸は $E_X = 70 - 80$ keV、×印は $E_X = 95-105$ keV、三角は $E_X = 145 - 155$ keV、四角は $E_X = 195 - 205$ keV ののエネルギーを持った光子数を表す。実線は3温度モデルにおいて最適なフィッティングを行なった時のそれぞれの光子エネルギーに対する計算値である。(具体的な値は表 5-1 に掲げられている。)

第 5-15 図

OH プラズマ及び $2\Omega_e$ ECCD プラズマの電子分布関数の模式図。

第 6-1 図

EC 共鳴プラズマにおける電流駆動の典型波形

(a) 入射ミリ波電力 P_{EC} 、(b) 一周電圧 V_L 、(c) プラズマ電流 I_p 、(d) $R = 65$ cm における線平均電子密度 \bar{n}_e 、(e) 軟X線放射強度 $I_{SX}(0.2 \text{ keV})$ 、(f) 軟X線放射強度 $I_{SX}(1.7 \text{ keV})$ 及び (g) 電子サイクロトロン放射 $I_\mu(70 \text{ GHz})$ 。容器中心でのトロイダル磁場は $B_{t0} = 1.09 \text{ T}$ 、充填水素ガス圧は $p = 3.5 \times 10^{-3} \text{ Pa}$ である。

第 6-2 図

EC 共鳴プラズマにおける最大プラズマ電流 I_p^m のトロイダル磁場 B_{t0} 依存性。黒丸は $k_{//} > 0$ 、白丸は $k_{//} < 0$ の場合を表す。また、 $P_{EC} = 100 \text{ kW}$ 、 $p = 4 \times 10^{-3} \text{ Pa}$ である。

第 6-3 図

EC 共鳴プラズマにおける最大プラズマ電流 I_p^m の入射ミリ波電力 P_{EC} 依存性。 $B_{t0} = 1.09 \text{ T}$ 、 $p = 4 \times 10^{-3} \text{ Pa}$ である。

第 6-4 図

EC 共鳴プラズマにおける最大プラズマ電流 I_p^m (白丸)、線平均電子密度 \bar{n}_e (三角) 及び軟X線放射強度 $I_{SX}(1.7 \text{ keV})$ (×印) の充填水素ガス圧依存性。 $B_{t0} = 1.09 \text{ T}$ 、 $p = 4 \times 10^{-3} \text{ Pa}$ である。

第 6-5 図

EC 共鳴プラズマにおける最大プラズマ電流 I_p^m (白丸)、の垂直磁場 B_v 依存性。

黒丸は $k_{//} > 0$ 、白丸は $k_{//} < 0$ の場合を表す。また、 $P_{EC} = 110 \text{ kW}$ 、 $B_{t0} = 1.09 \text{ T}$ 、 $p = 8 \times 10^{-3} \text{ Pa}$ である。

第 7-1 図

(a) OH プラズマと (b) $2\Omega_e$ ECCD プラズマにおける EC 第 2 高調波の軌道計算の結果。点線は $\omega = 2\Omega_e$ EC 共鳴層を表す。(c) 及び (d) はそれぞれ OH プラズマ、 $2\Omega_e$ ECCD プラズマにおける波の吸収分布を表す。ここで実線はテイル電子、点線はバルク電子による吸収を示す。計算には表 5-1 に掲げたパラメータを使用している。

第 7-2 図

$2\Omega_e$ ECCD プラズマにおける一回通過時の吸収率の B_{t0} 依存。黒丸は $k_{//} > 0$ 、白丸は $k_{//} < 0$ の時にテイル電子によって吸収される分を、×印はバルク電子による分を表す。バルク電子による吸収は $k_{//}$ の正負で変わらない。

第 7-3 図

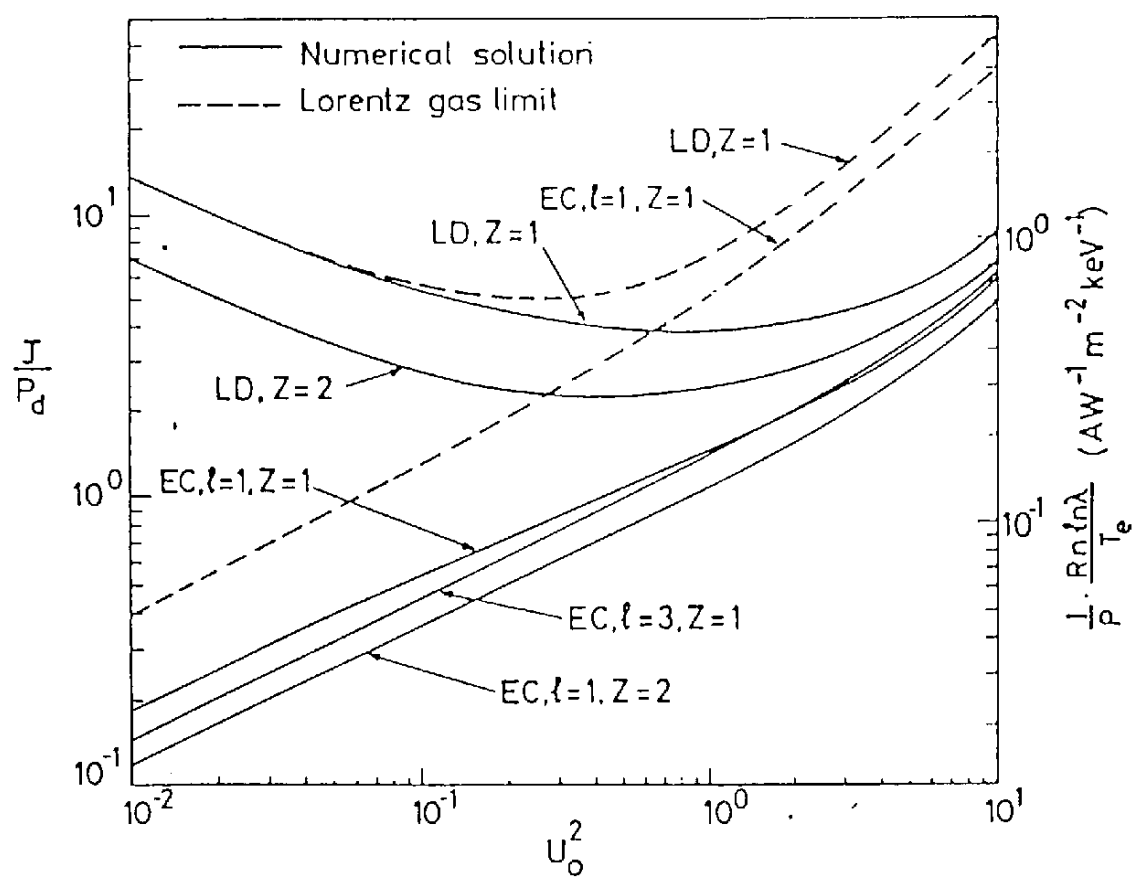
$k_{//} > 0$ の時に実験的に得られた $2\Omega_e$ ECCD の性能係数 $\eta_{EC}^{(2)}$ の (a) 線平均電子密度 \bar{n}_e と (b) プラズマ電流 I_p に対する依存性。

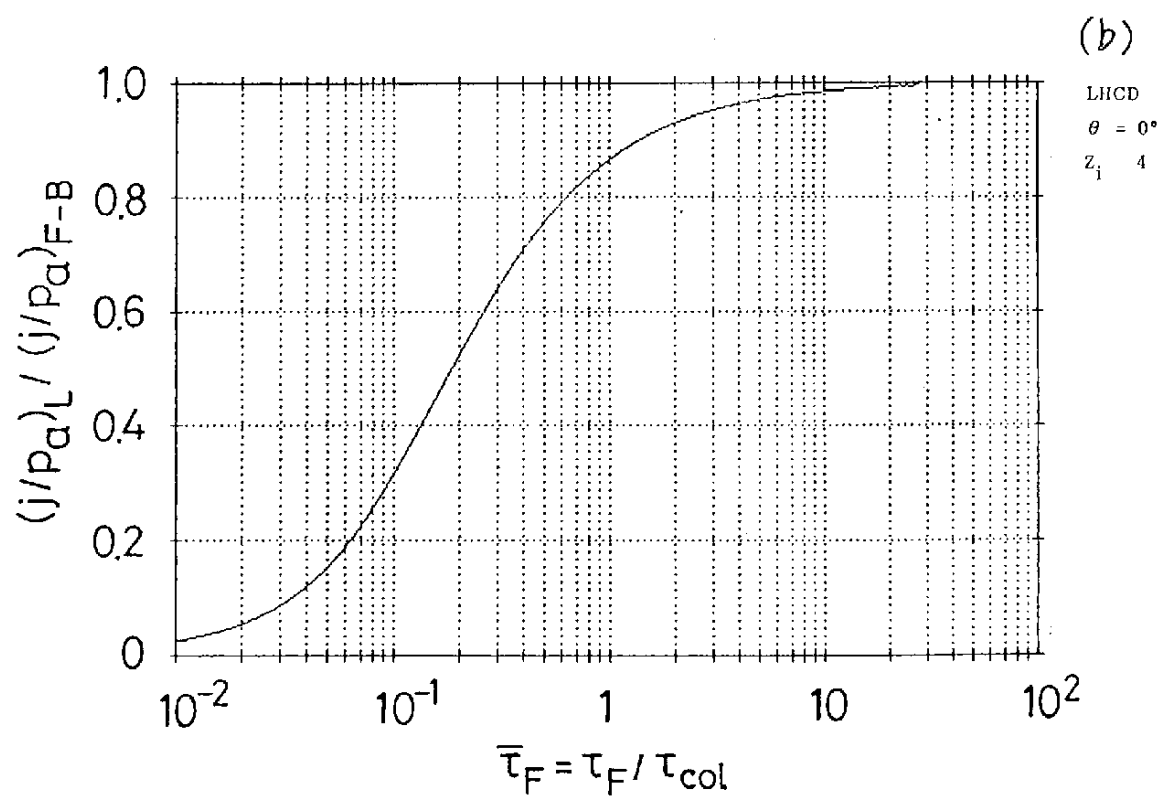
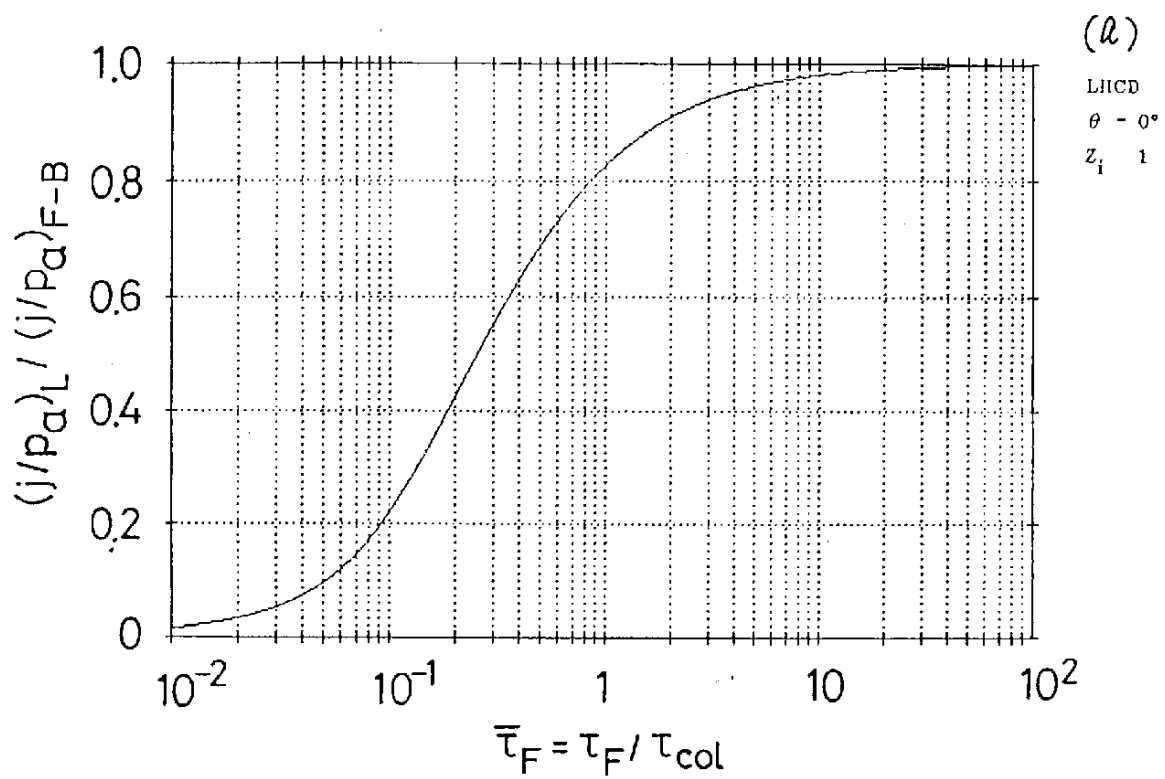
表 2-1

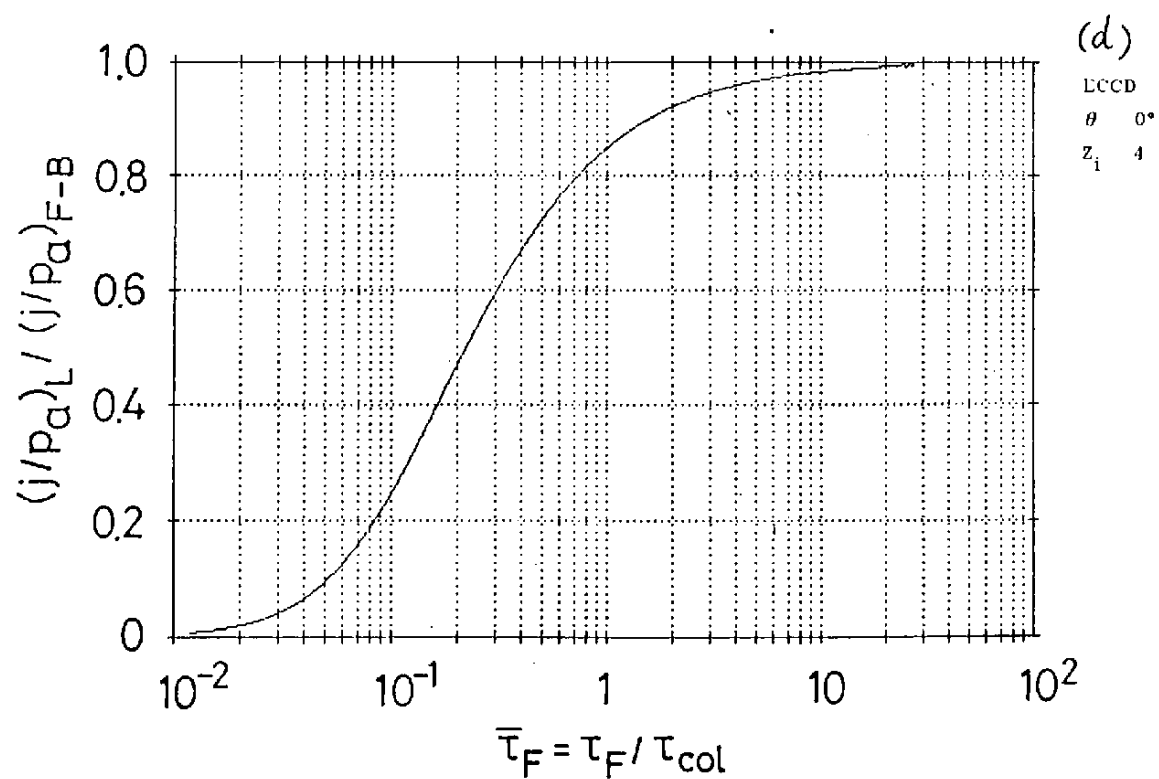
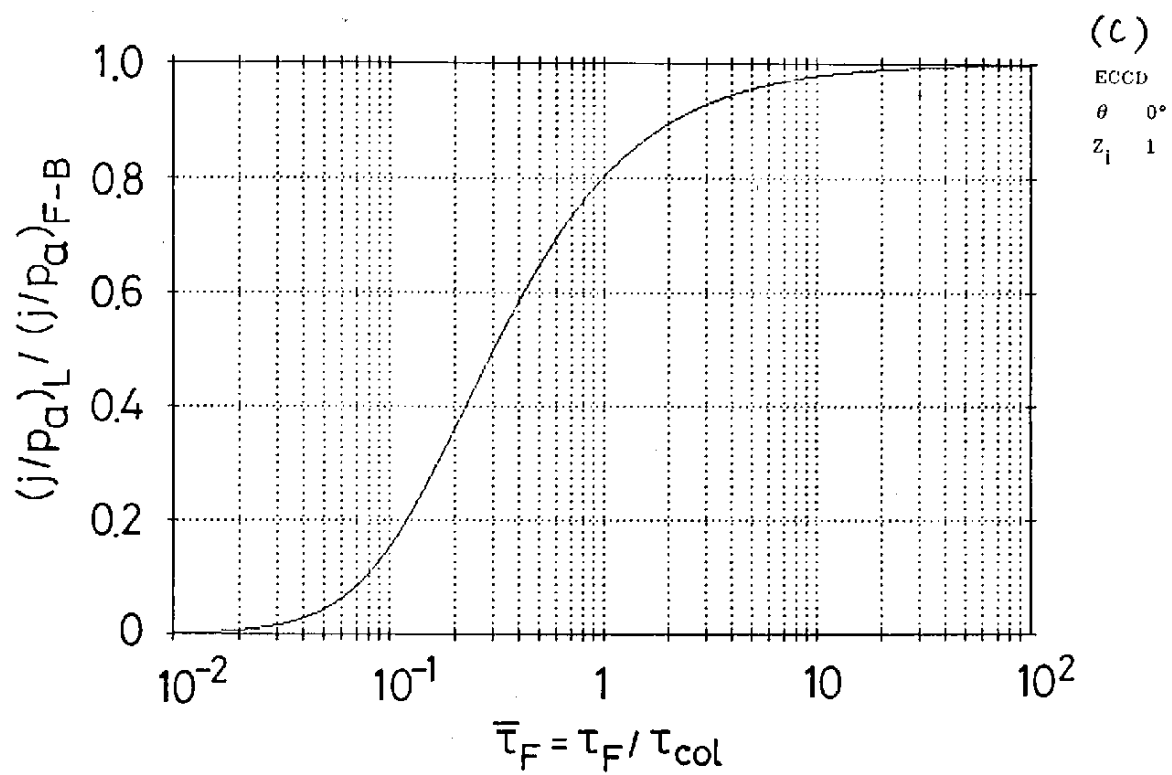
いろいろな Z_l と l に対する (2.2-15) 式中の α_l 、 β_l の値。(文献 [21] より転載。)

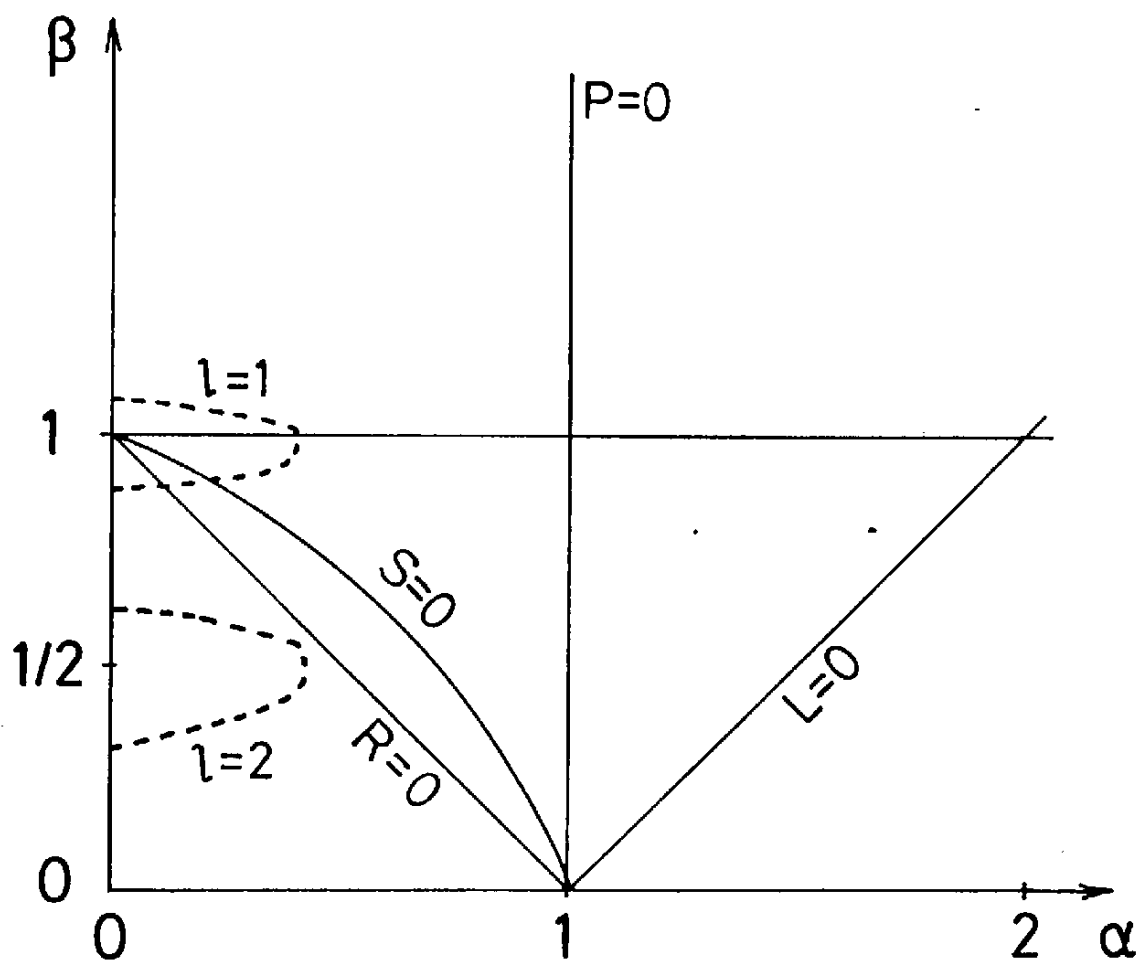
表 5-1

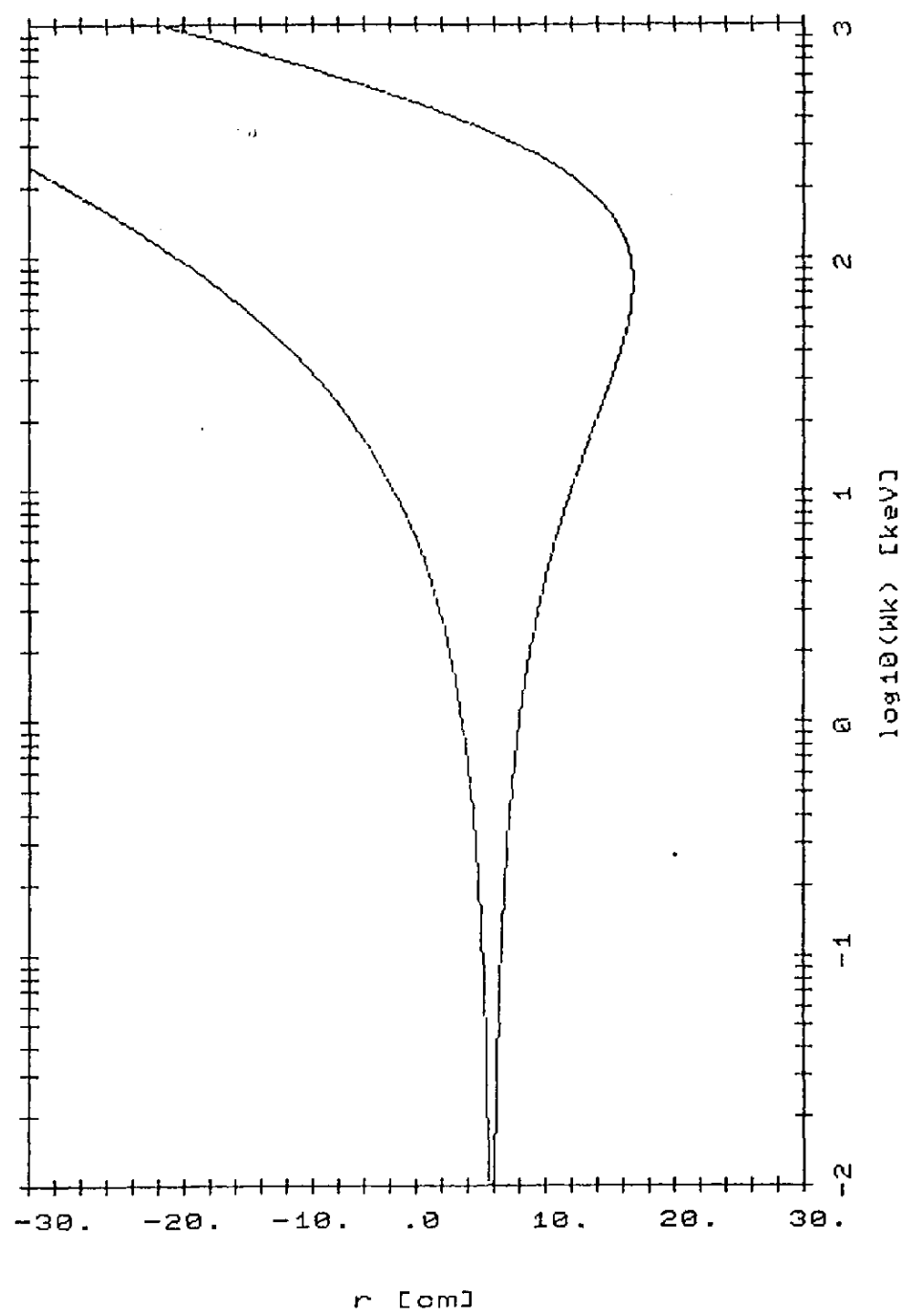
OH プラズマ及び $2\Omega_e$ ECCD プラズマのプラズマパラメータ。 α は (5.7-1) 式で与えられる分布指数を表す。また、 \bar{R} は OH プラズマで 69.8 cm、 $2\Omega_e$ ECCD プラズマで 66.8 cm である。



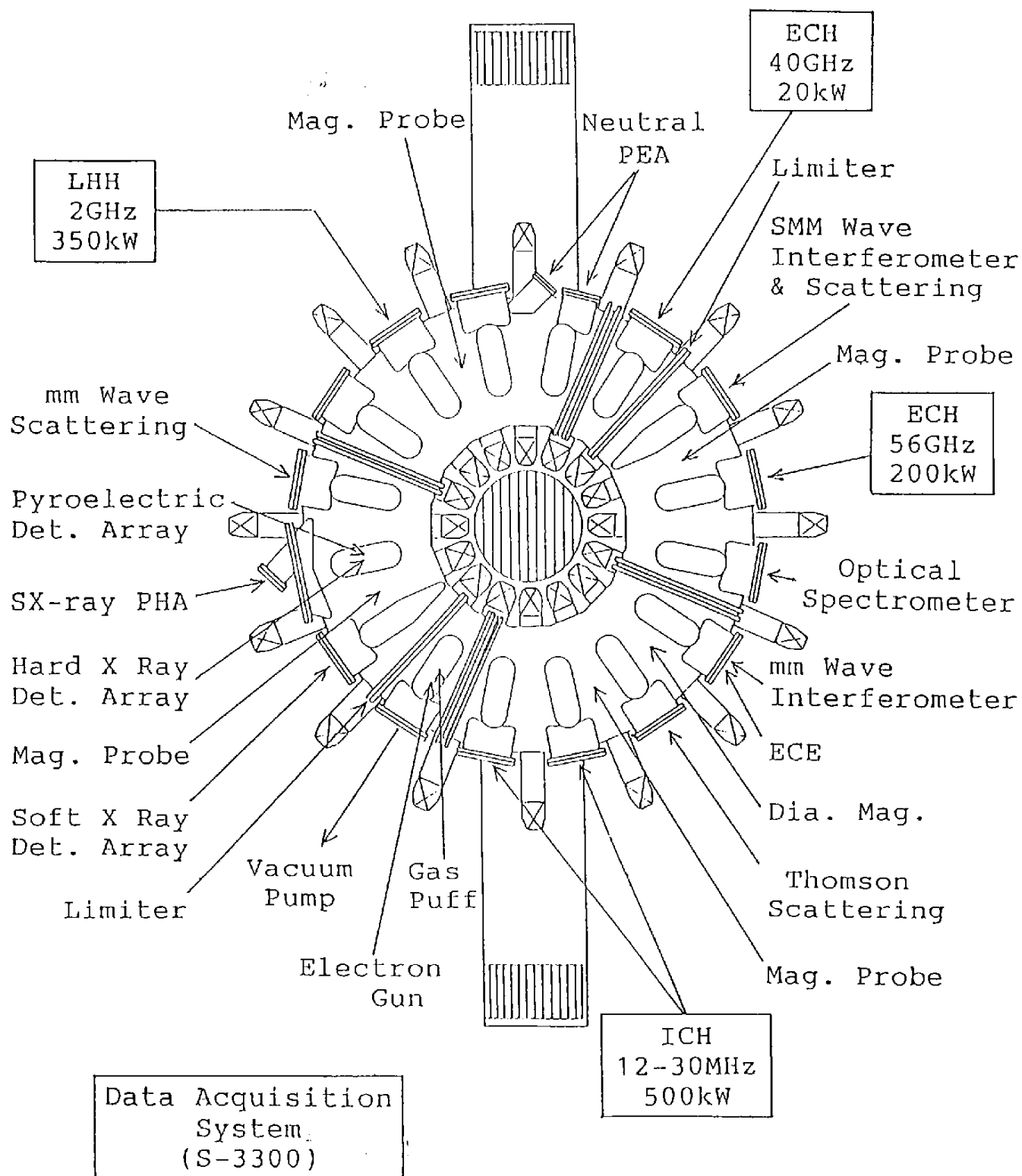


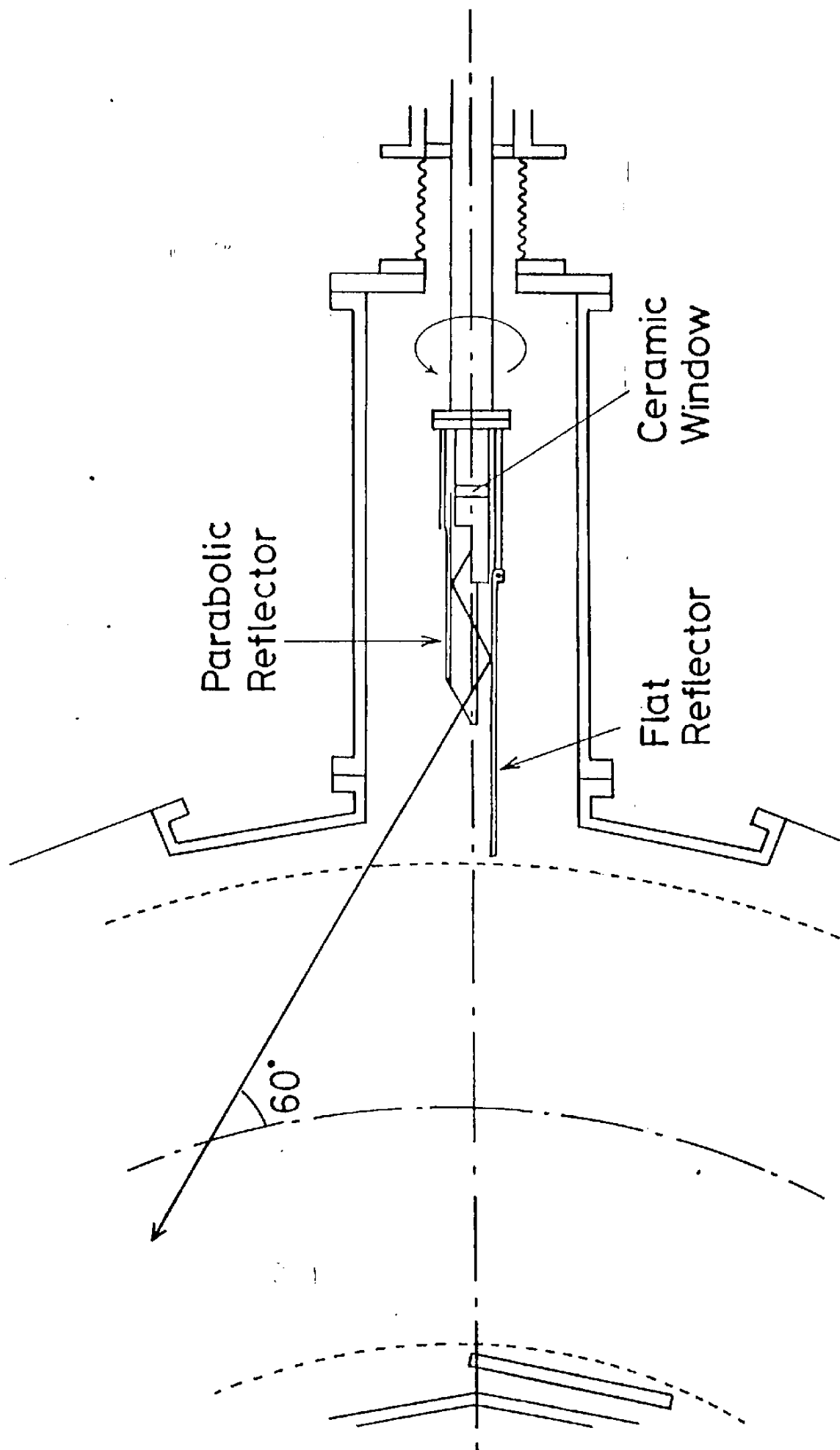




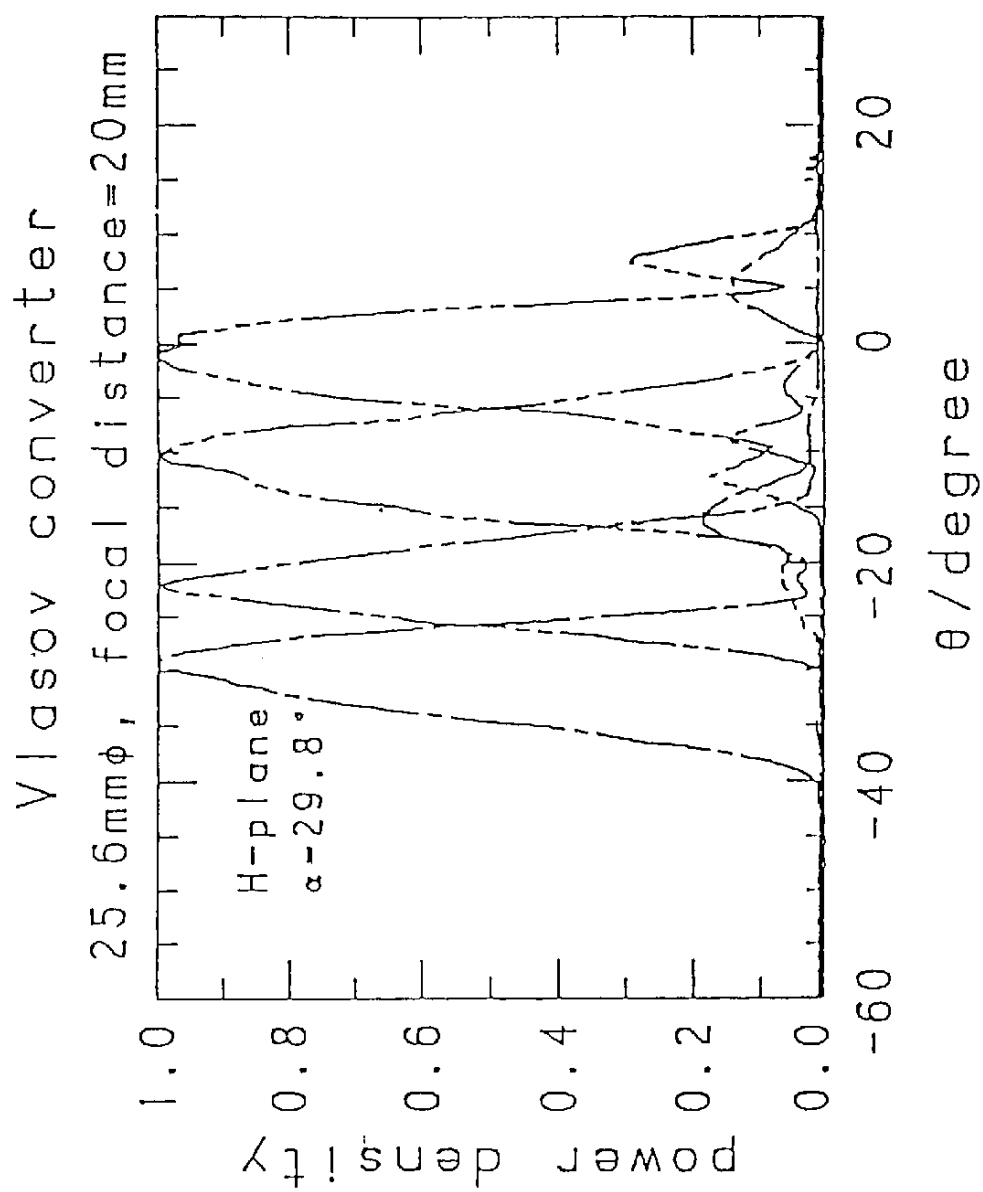


WT-III Toroidal Device

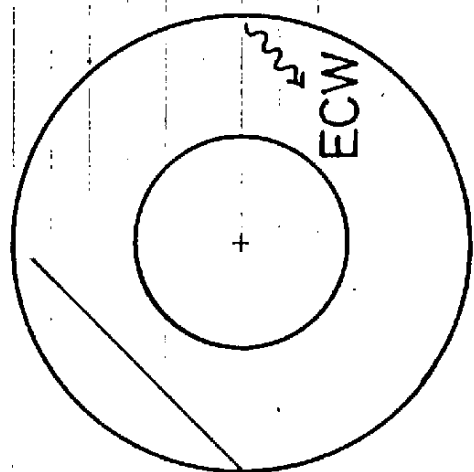
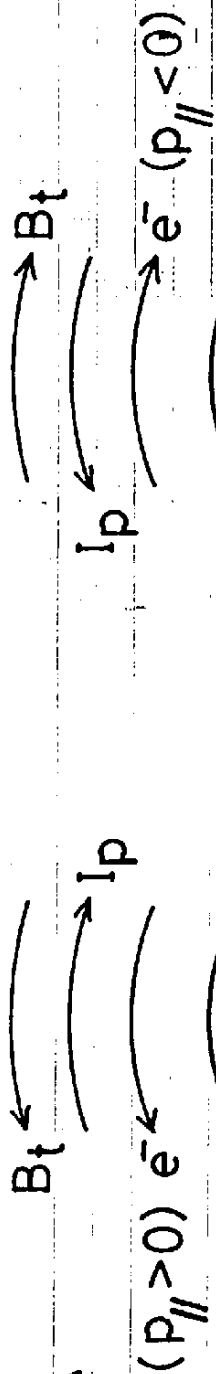




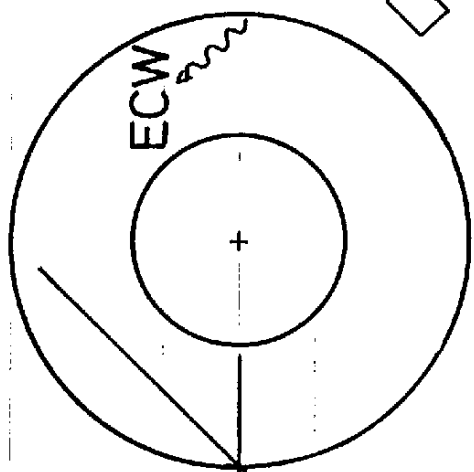
第4-2圖



Angular
Dependence



Backward



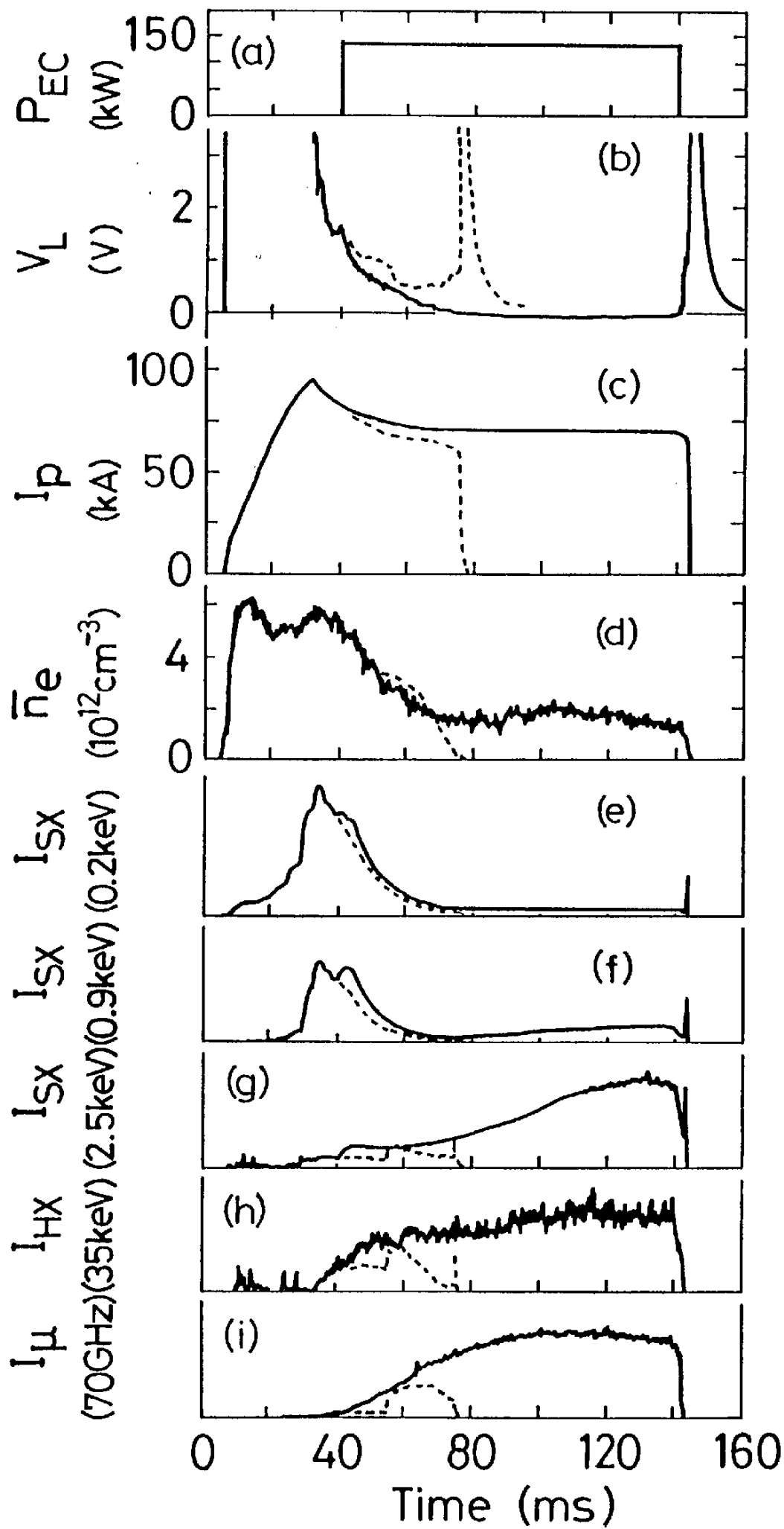
Forward

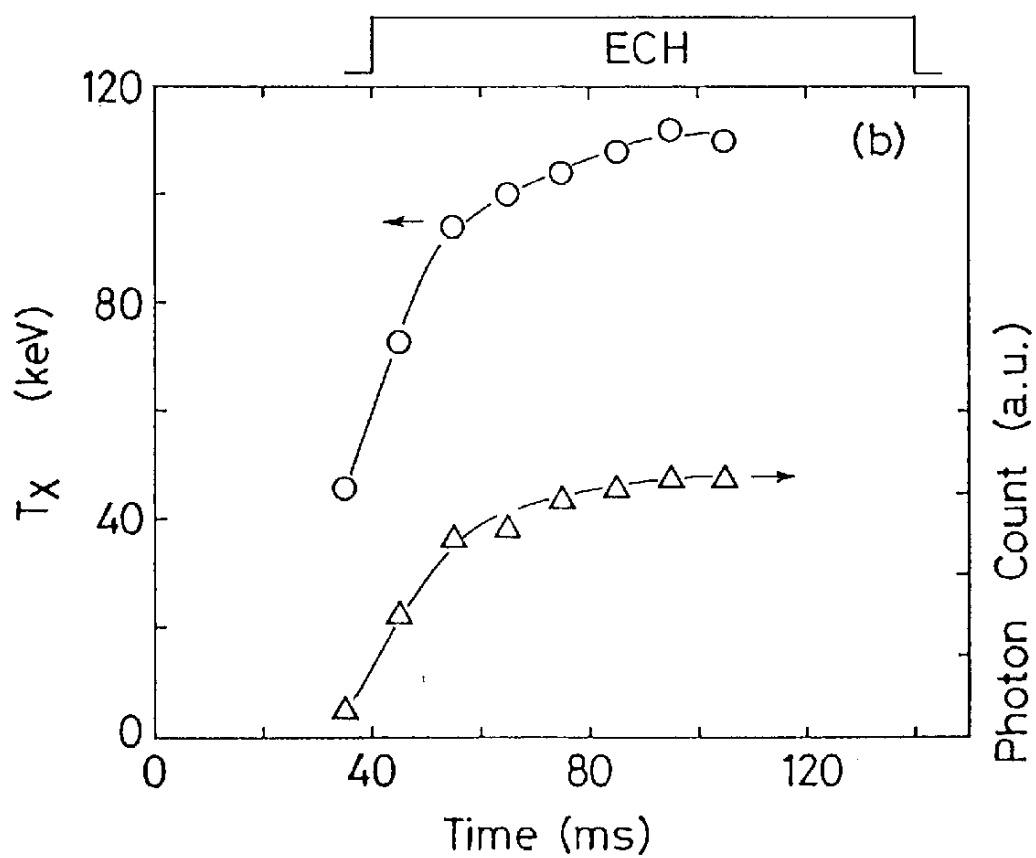
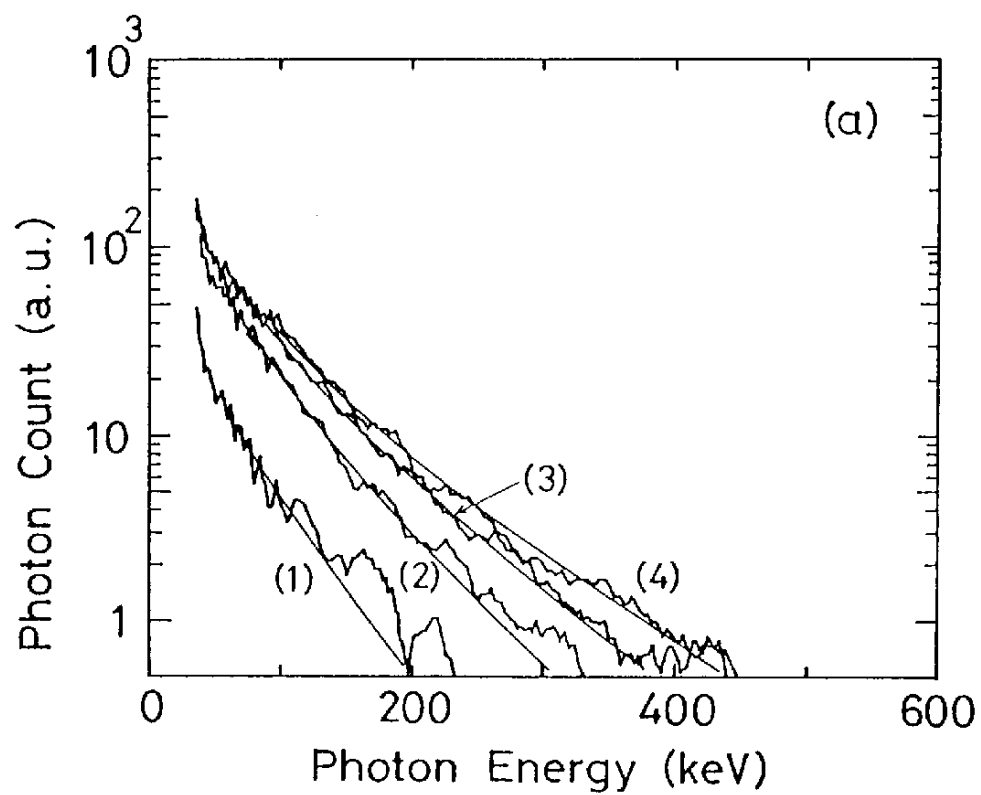
Perpendicular

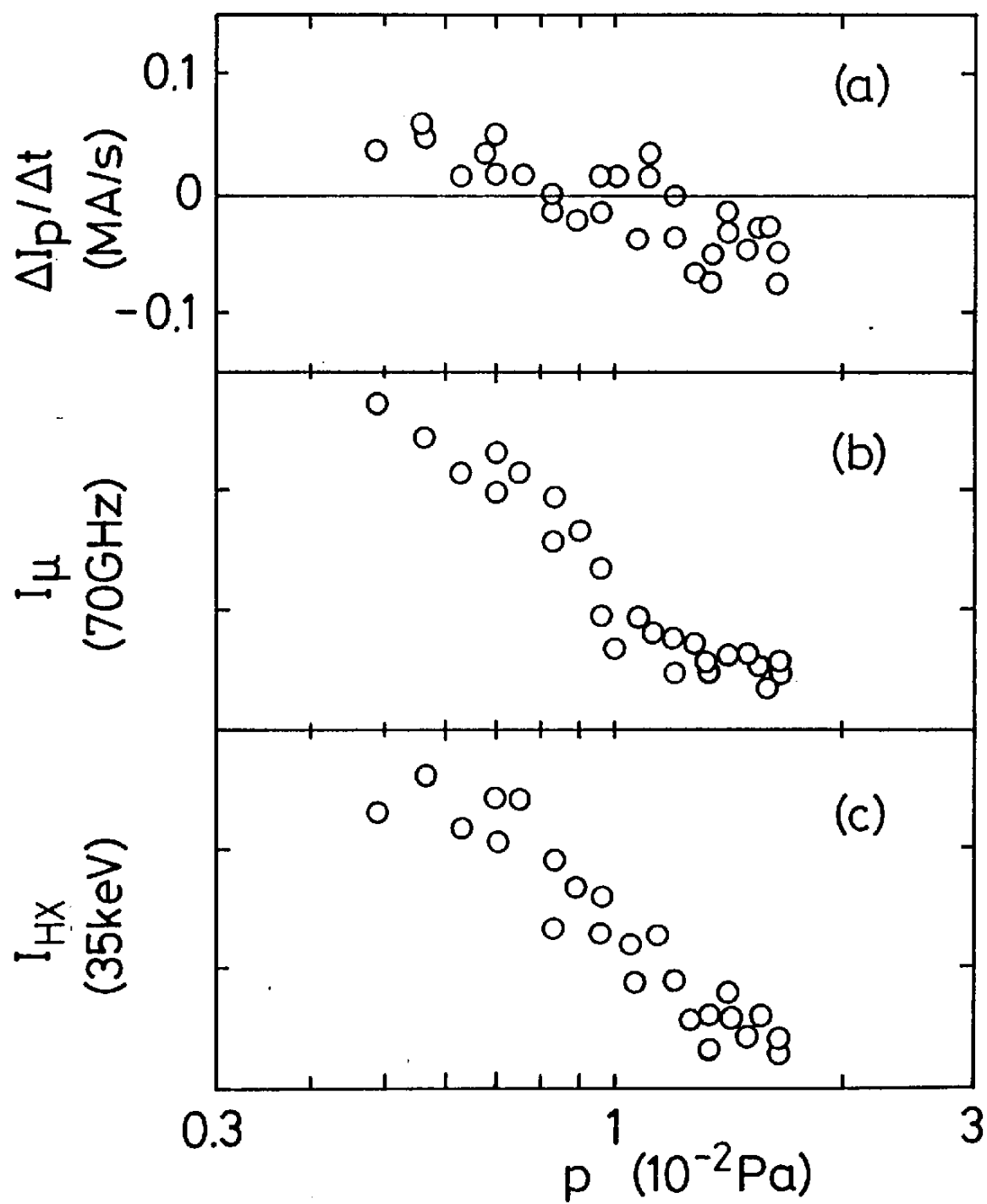


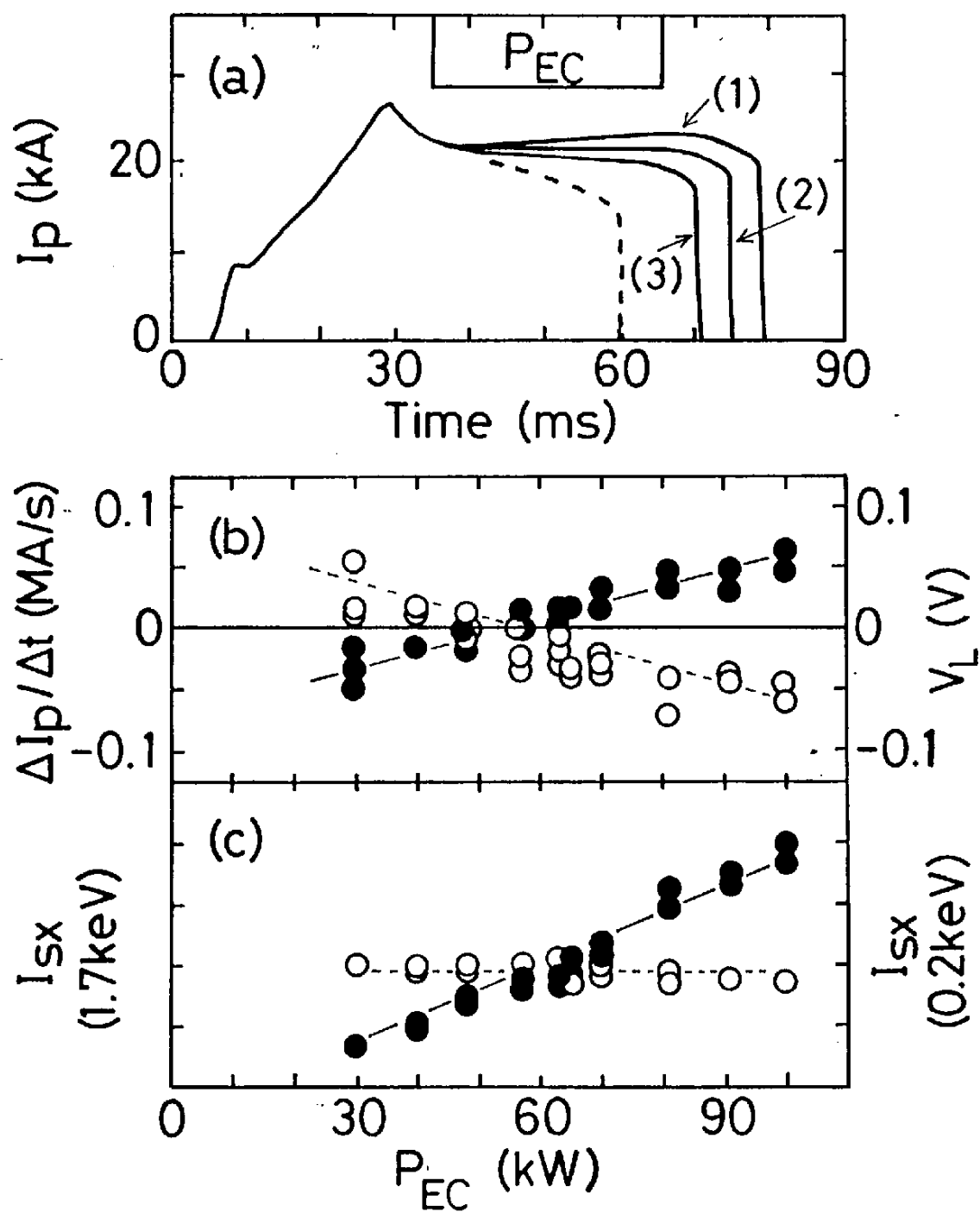
Radial
Profile

NaI

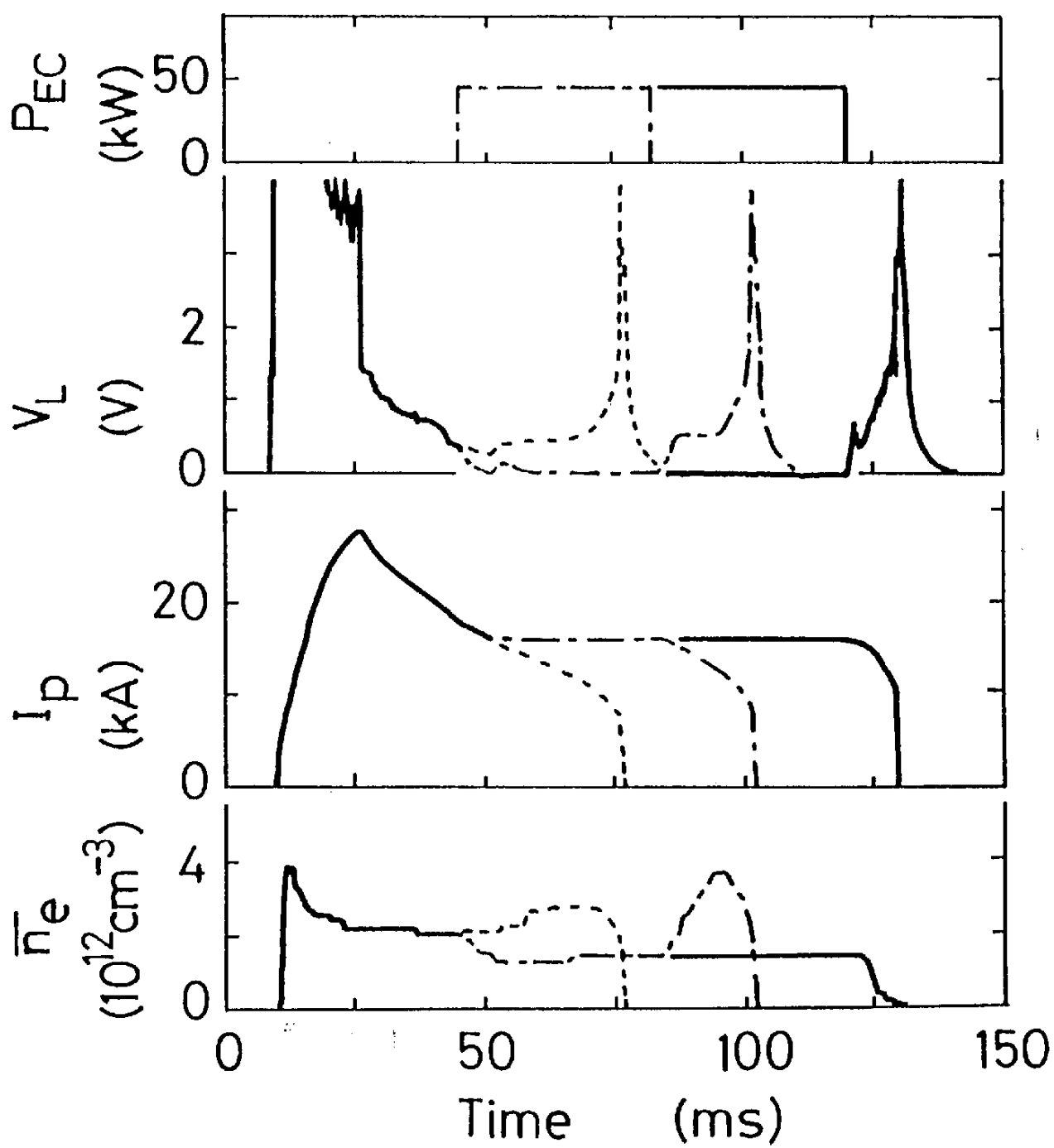




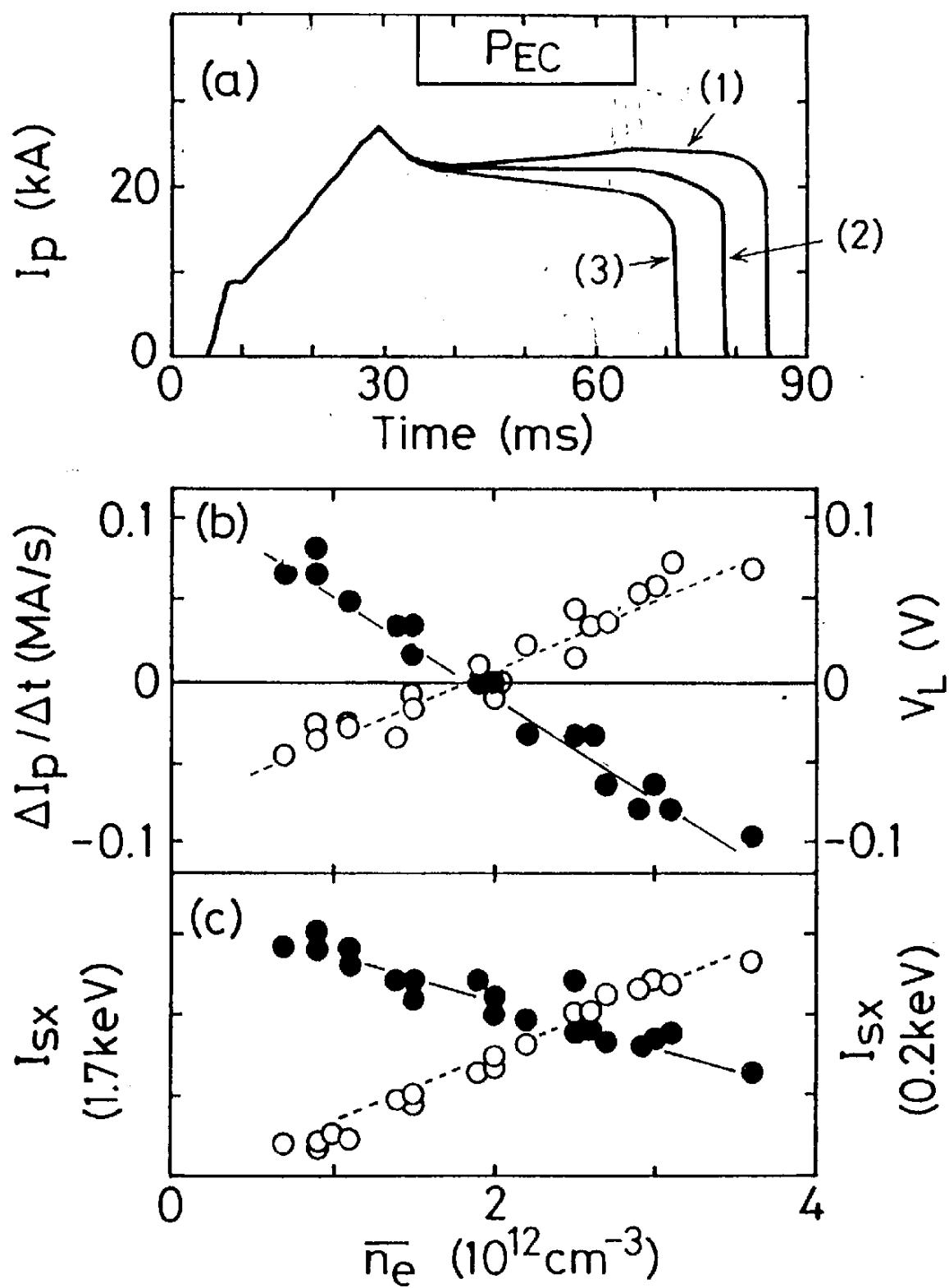




第5-4圖



第5-5圖



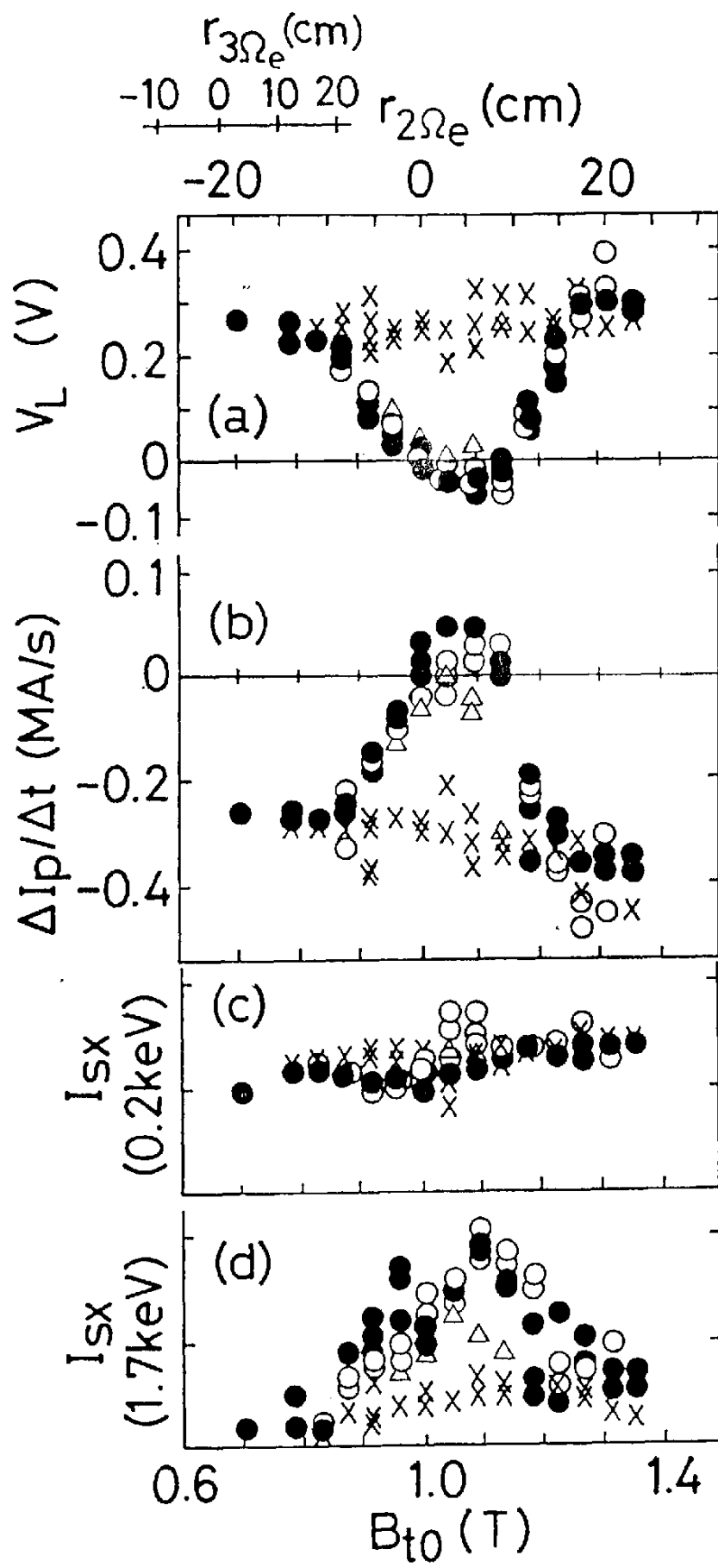
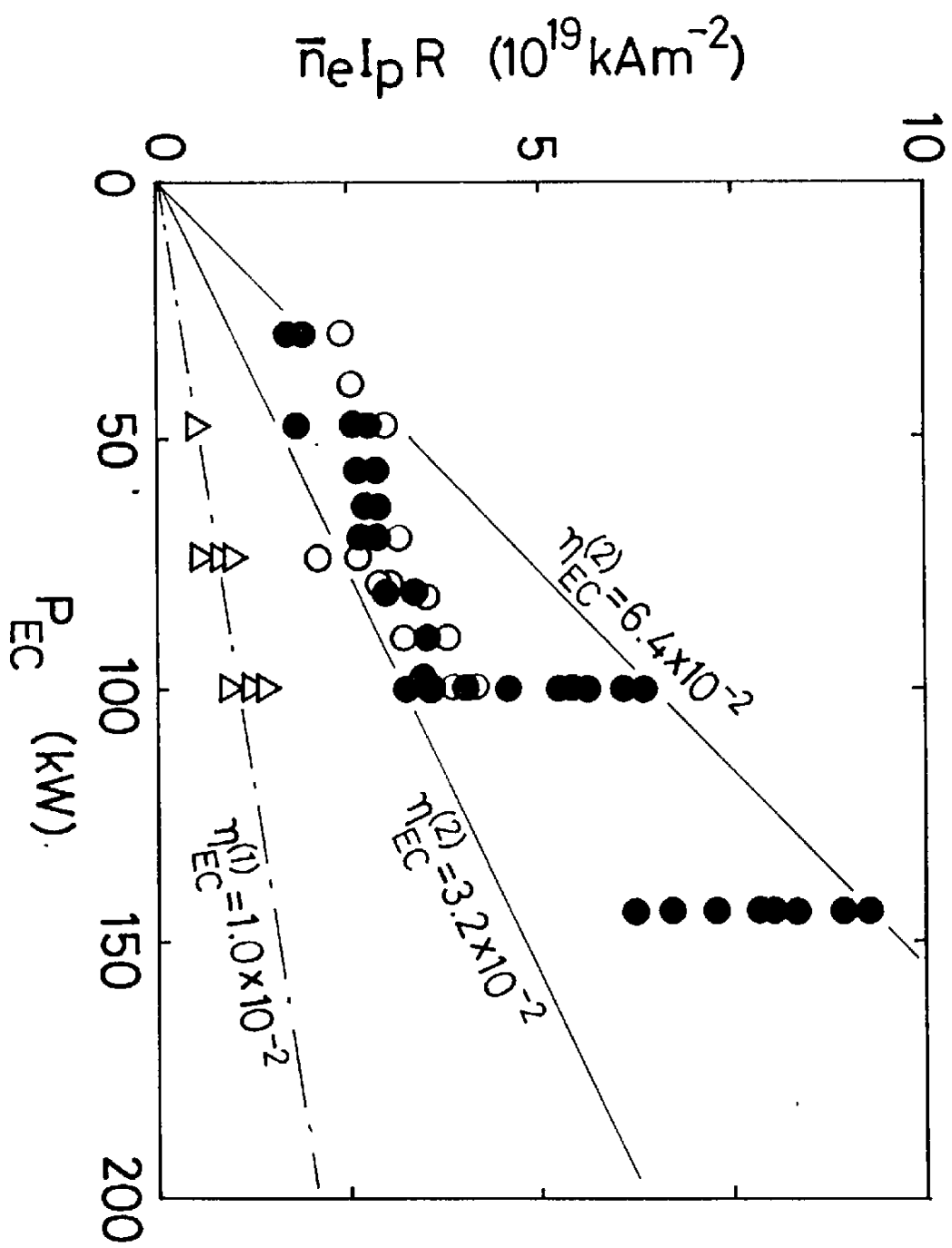
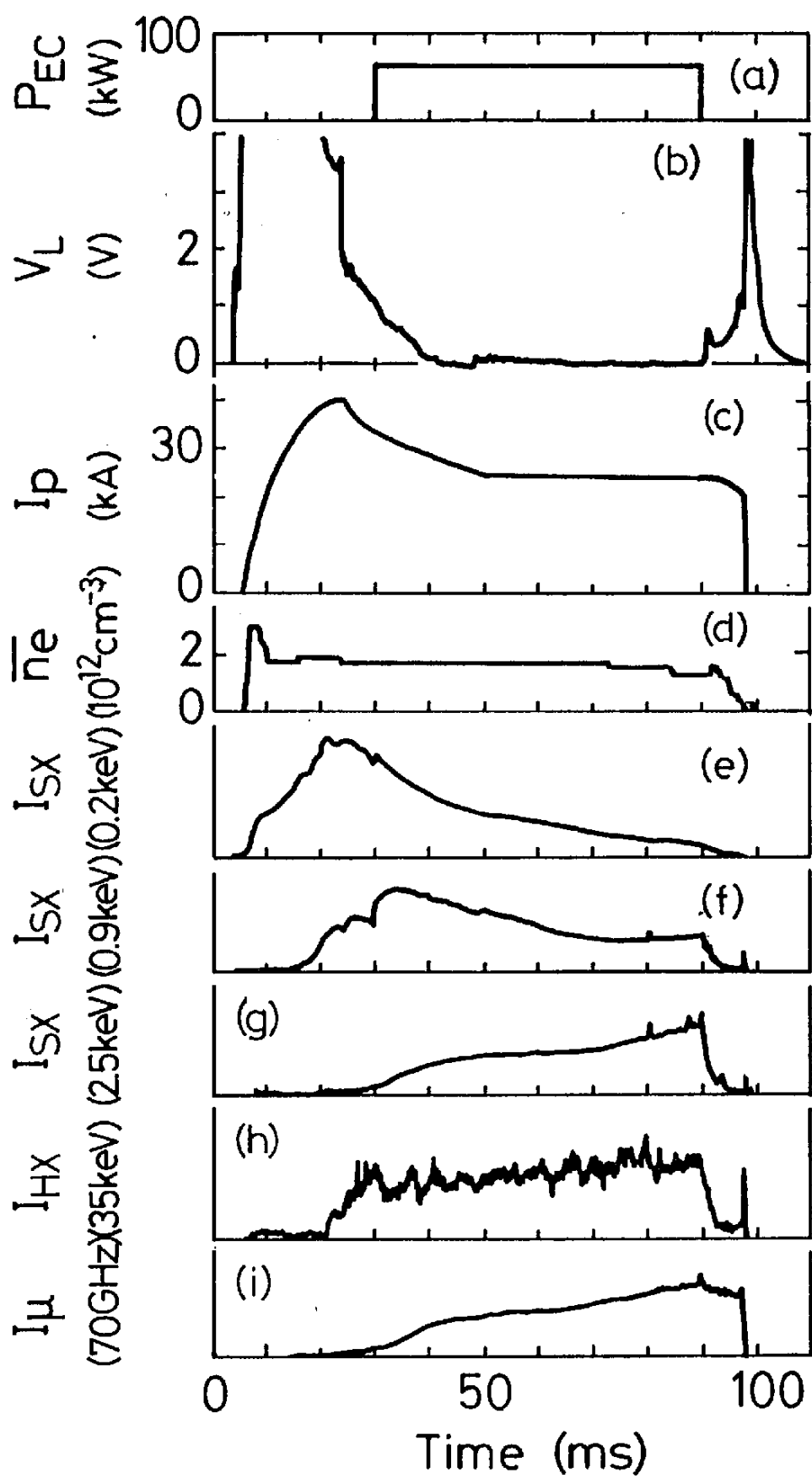
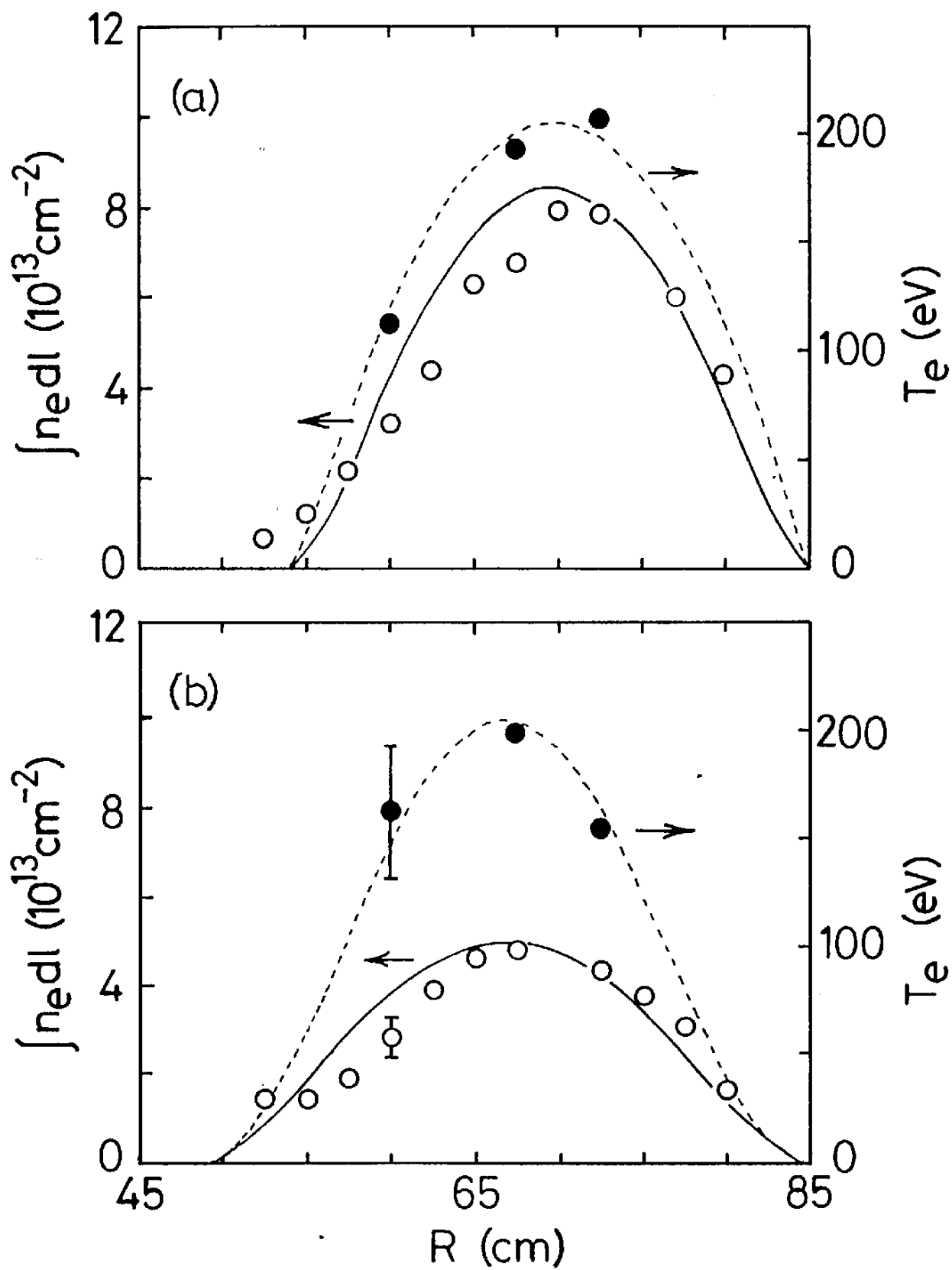


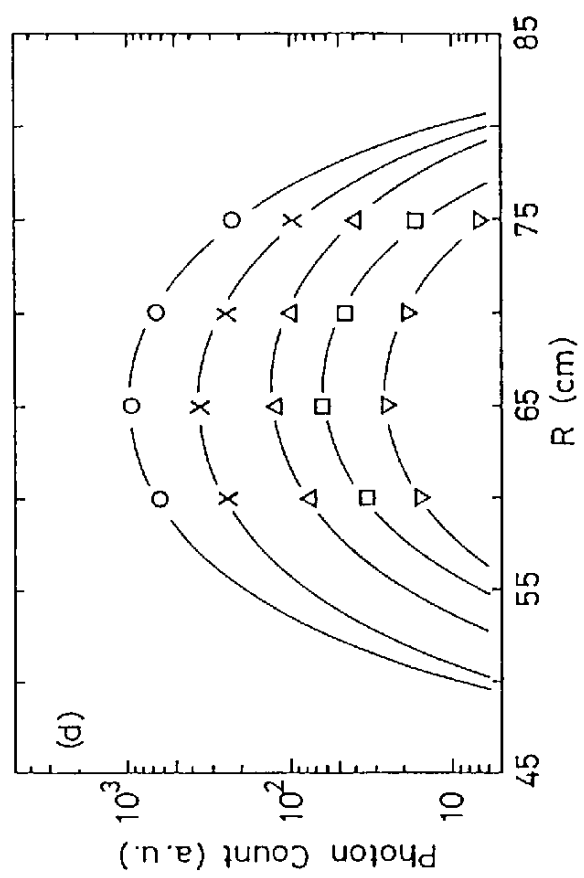
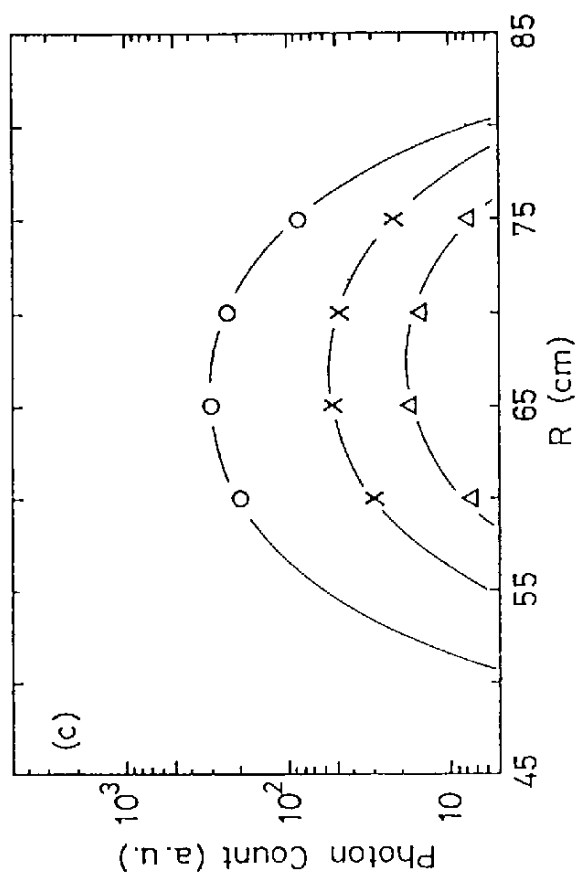
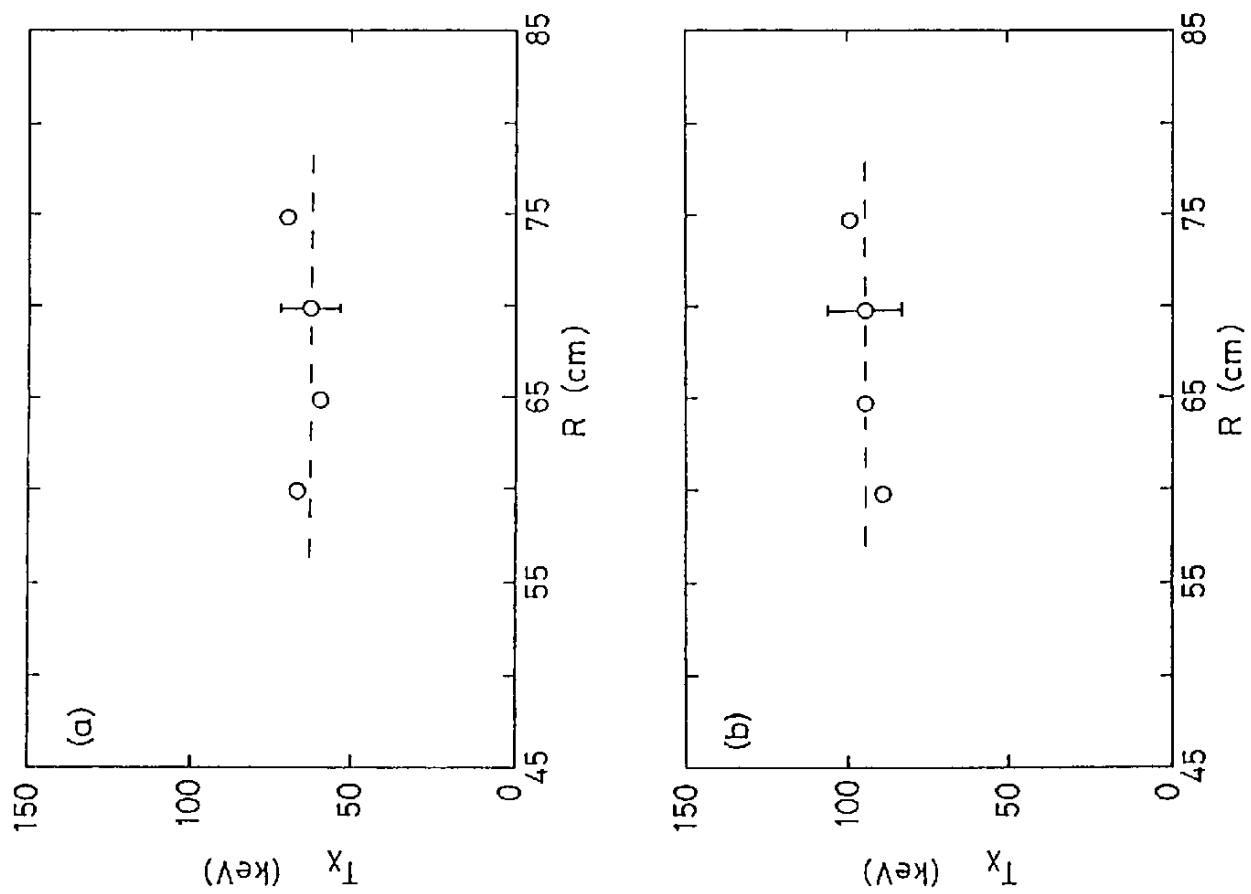
图 8-5

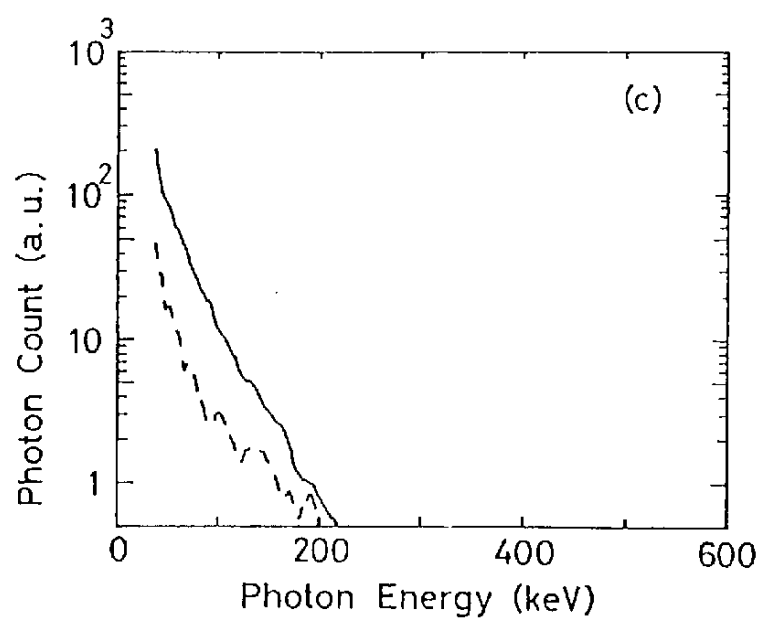
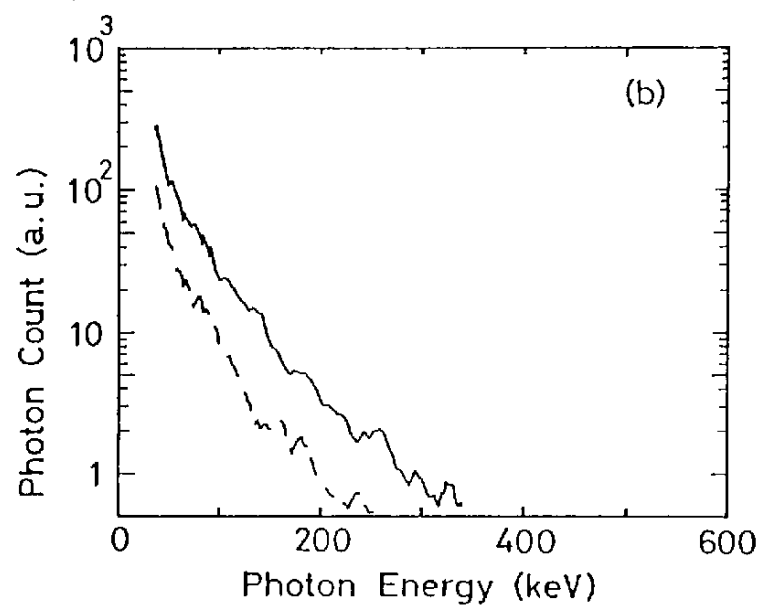
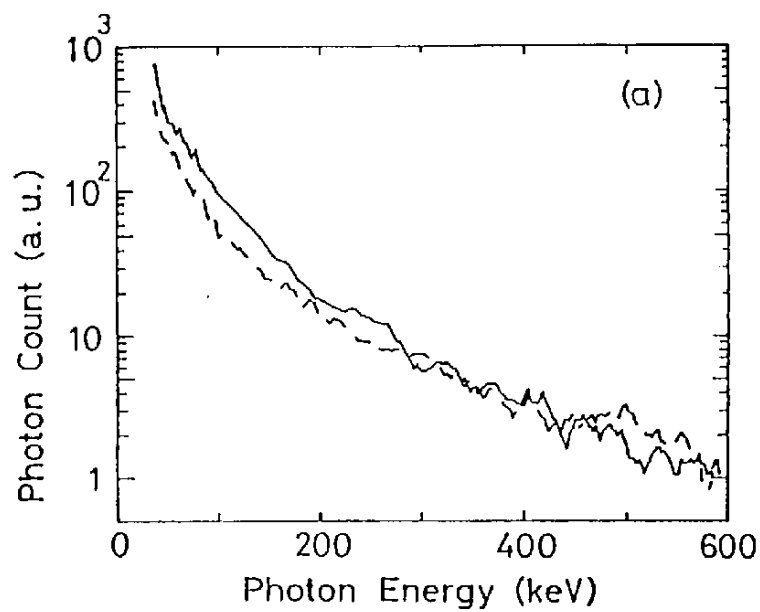


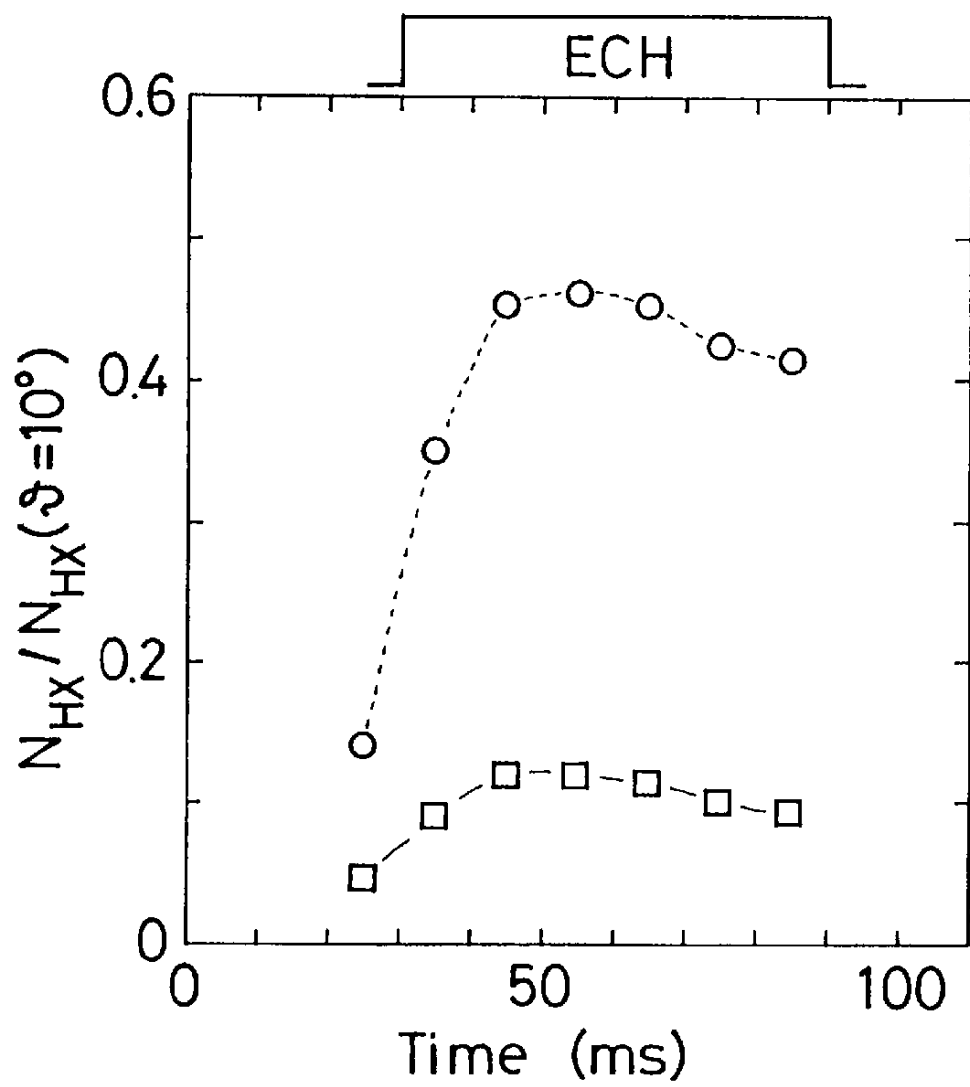


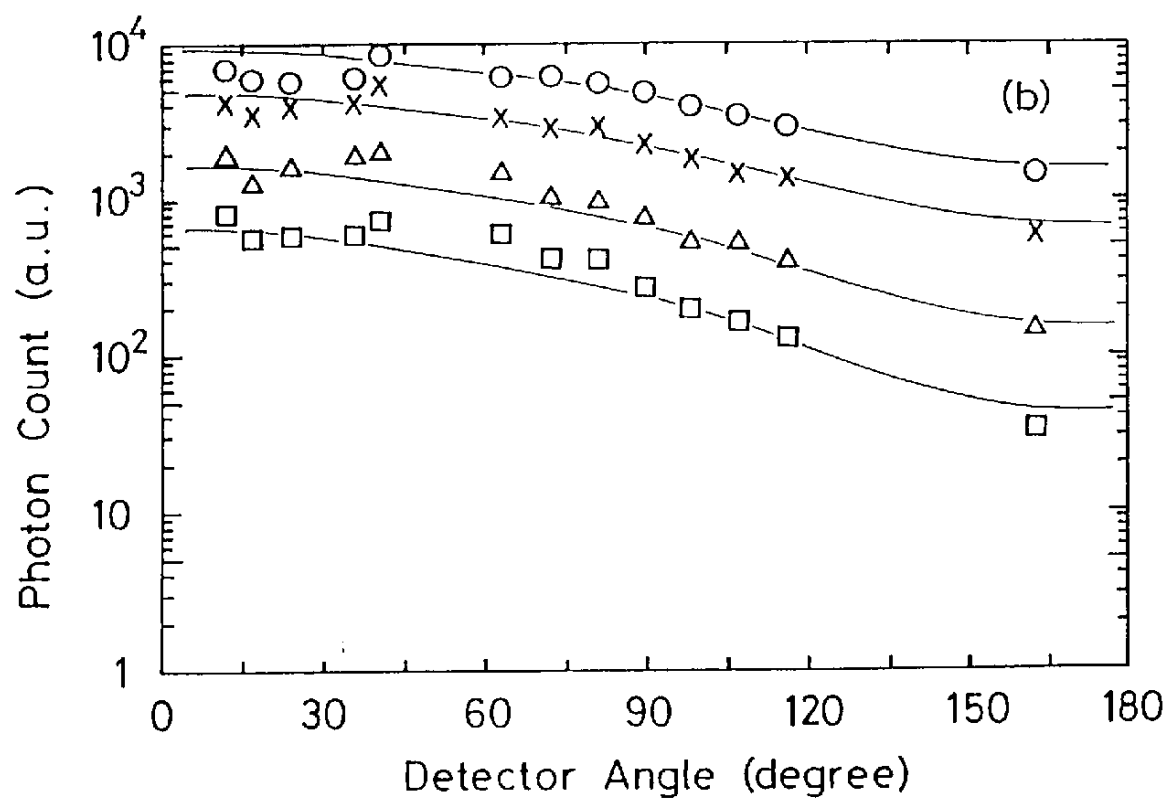
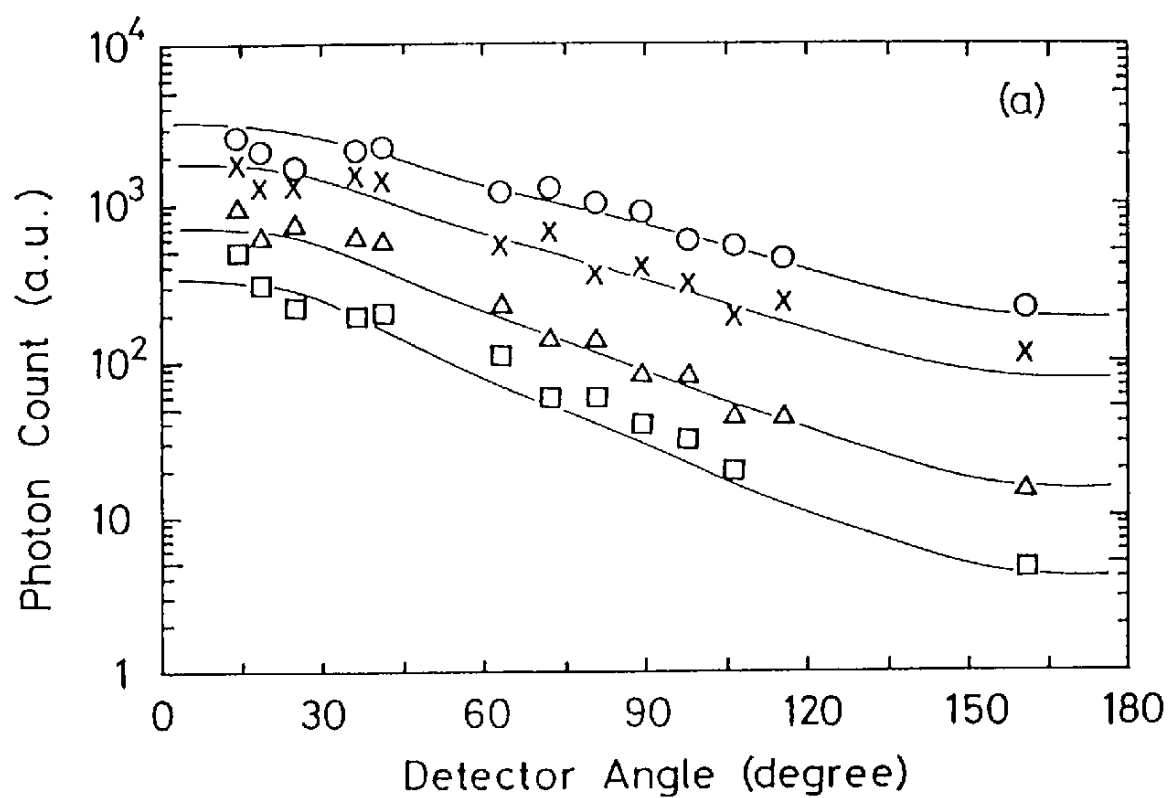


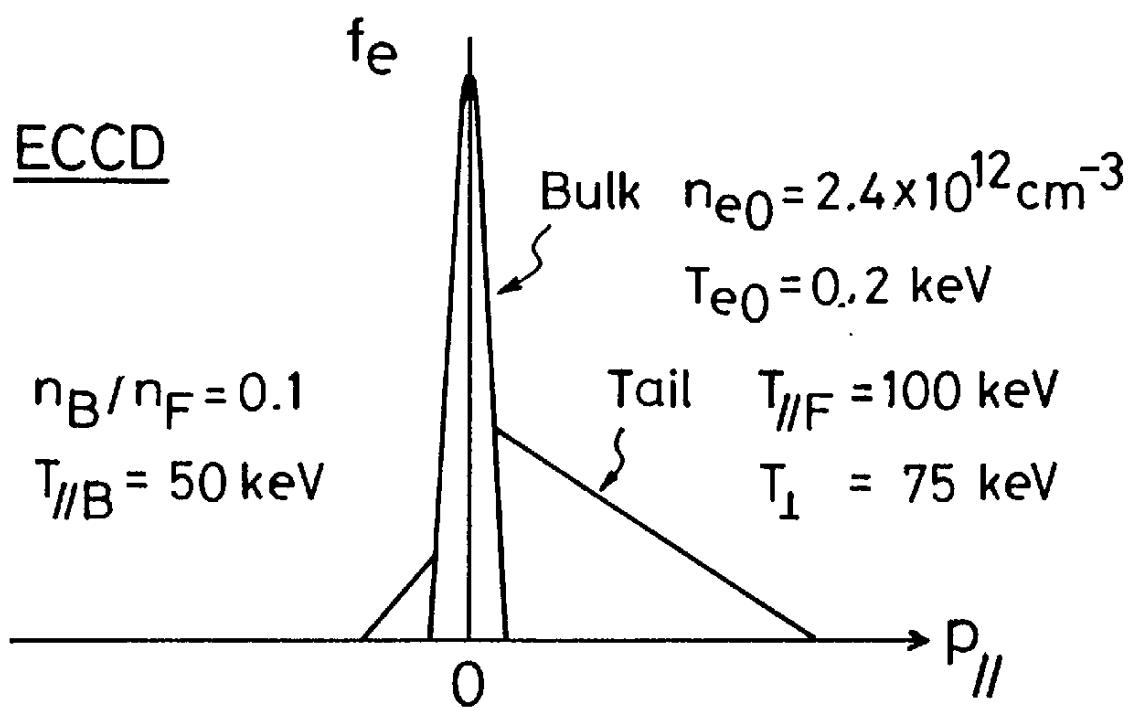
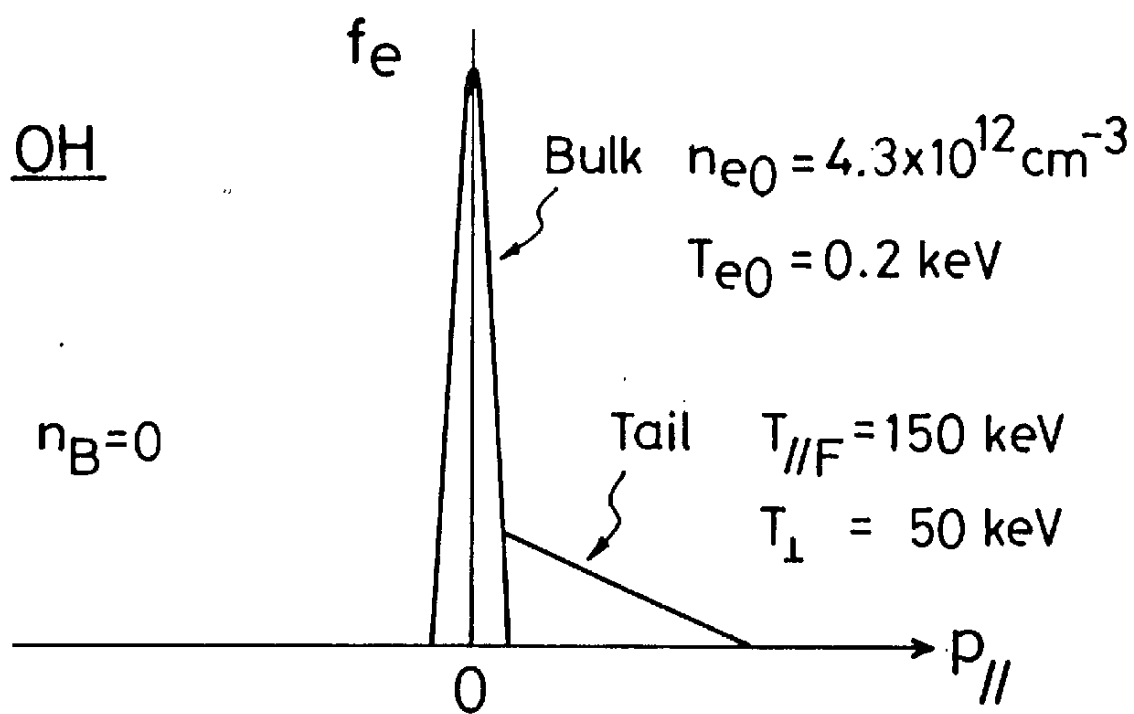
第 5-11 圖





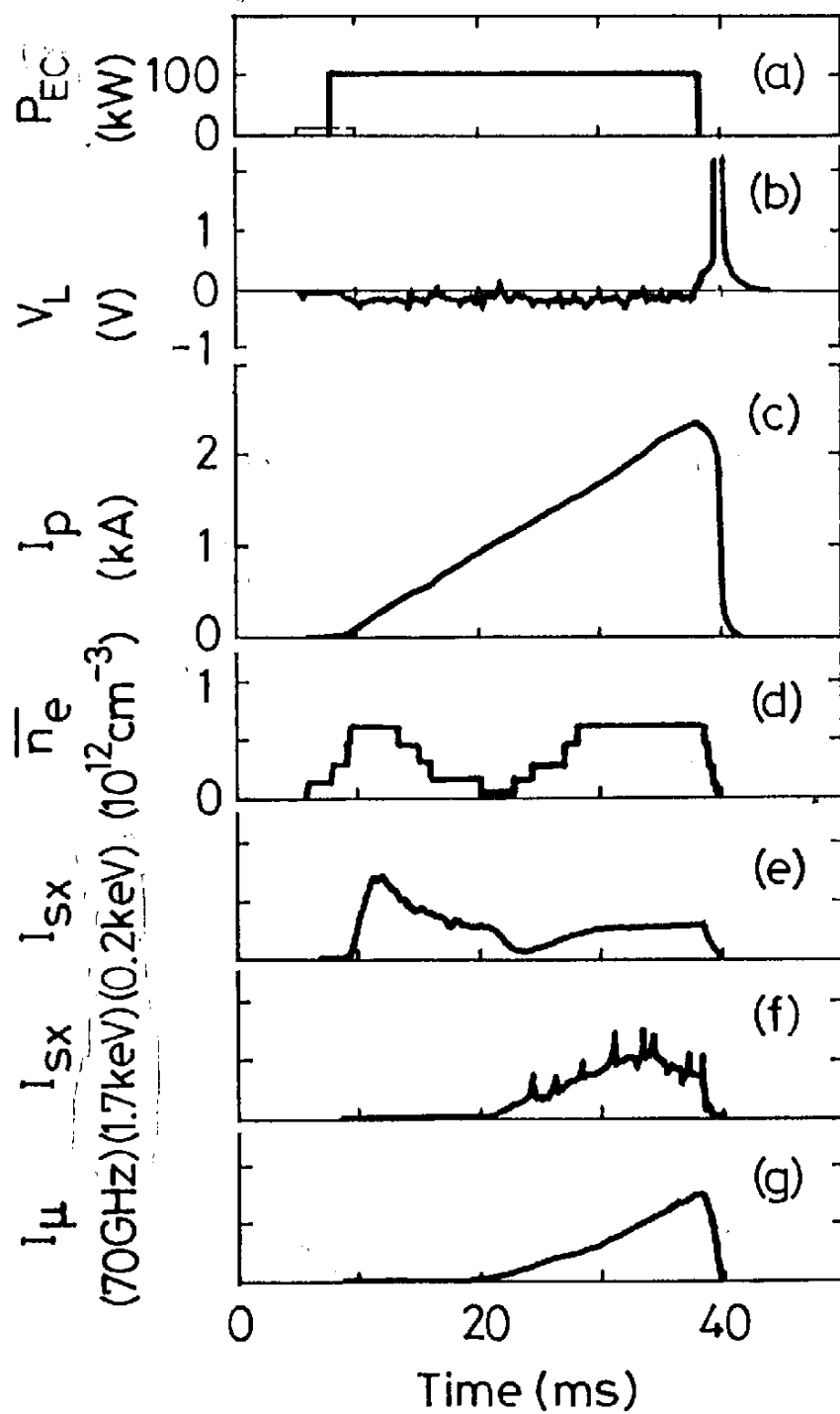


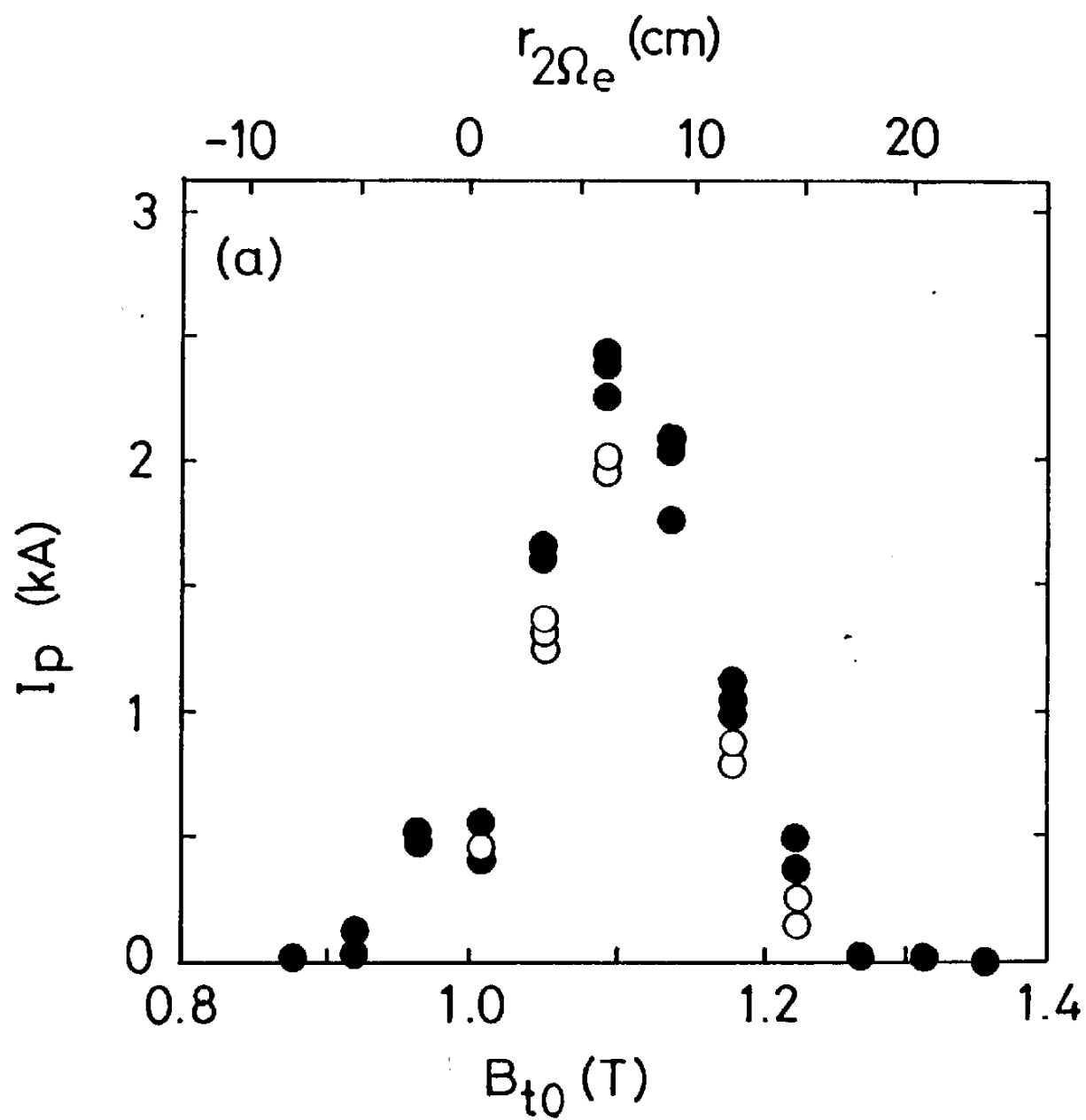


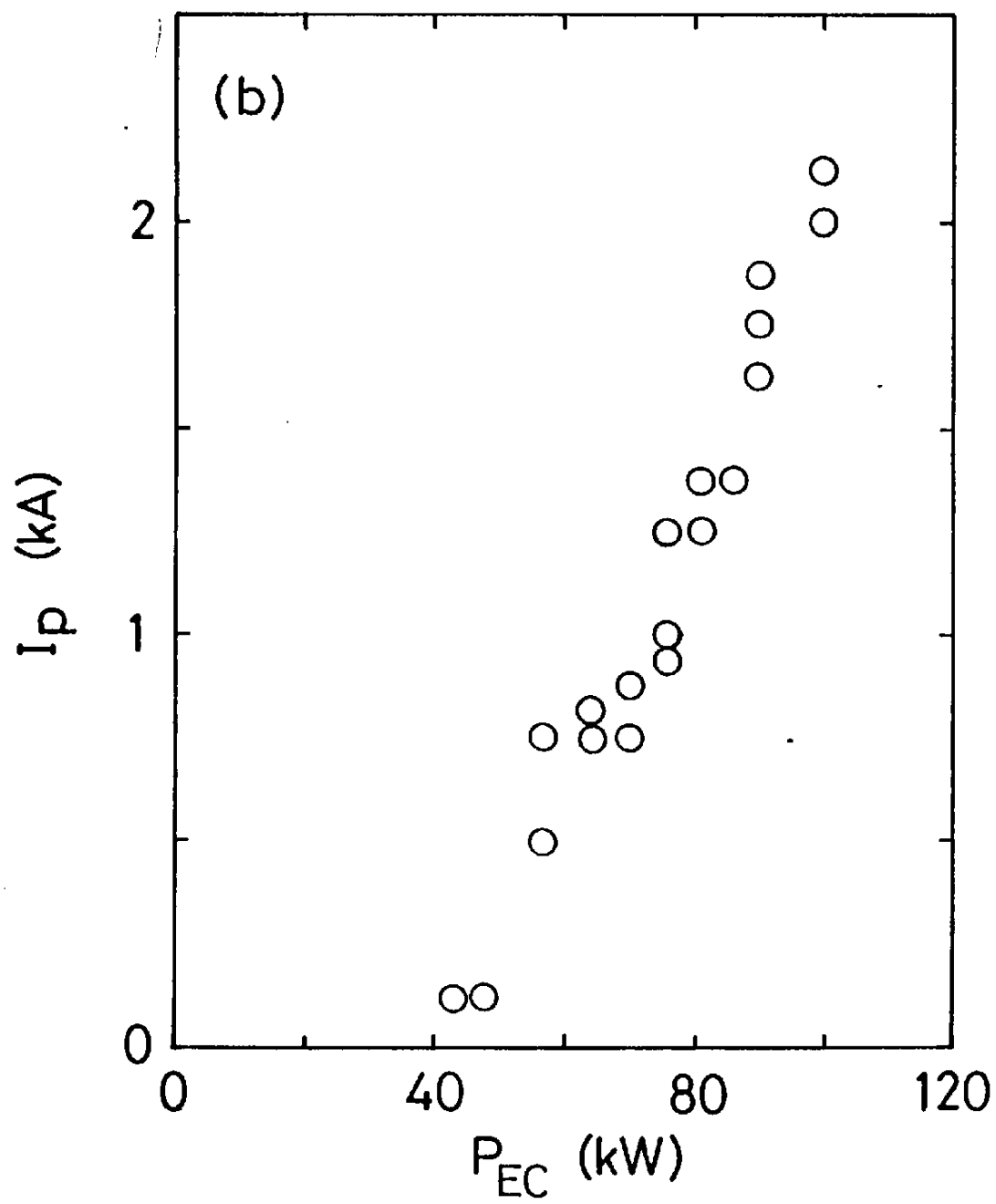


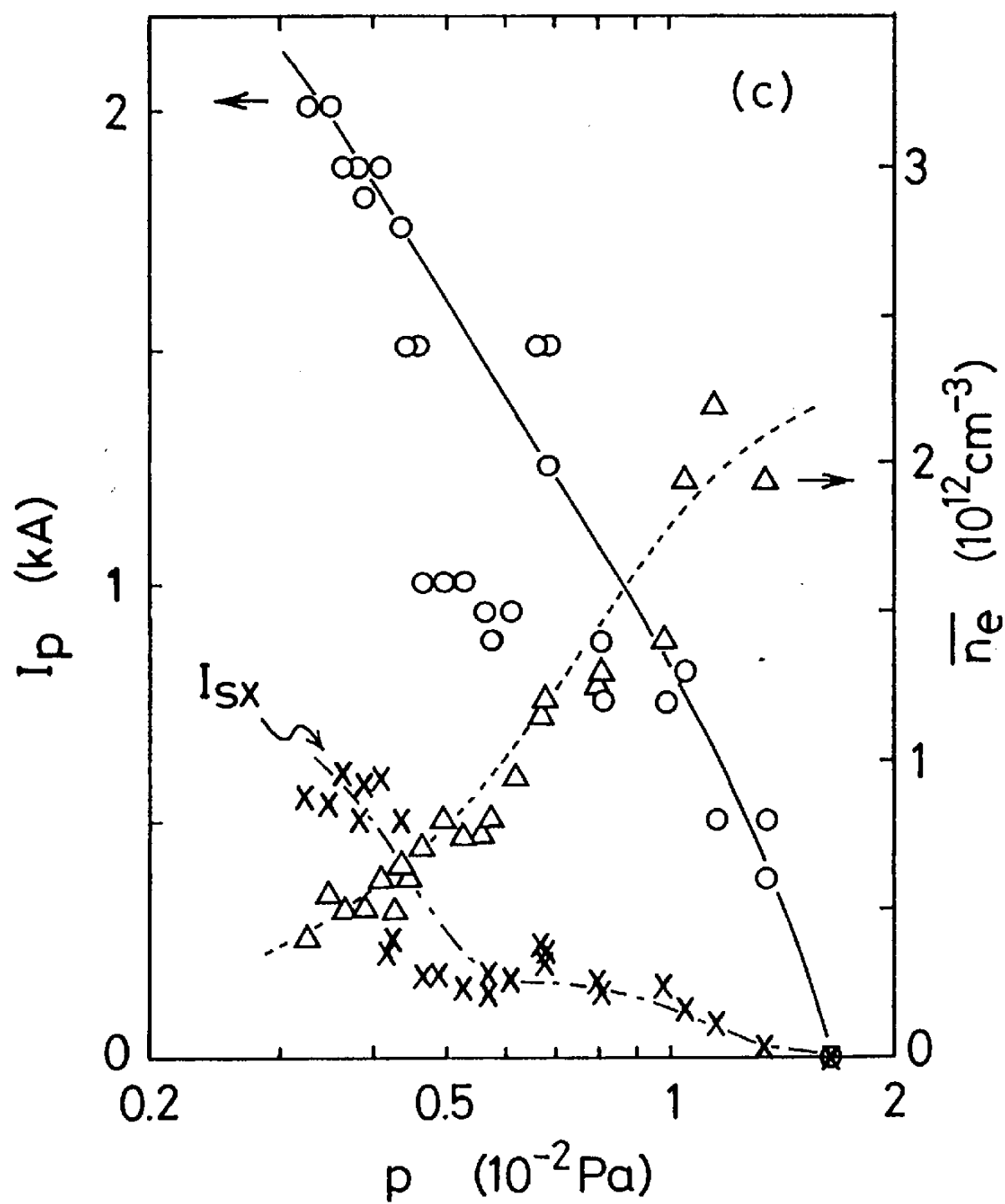
$$n_F = 6.6 \times 10^{10} \text{ cm}^{-3}$$

$$n_t^{\text{OH}} : n_t^{\text{ECCD}} = 1 : 6$$

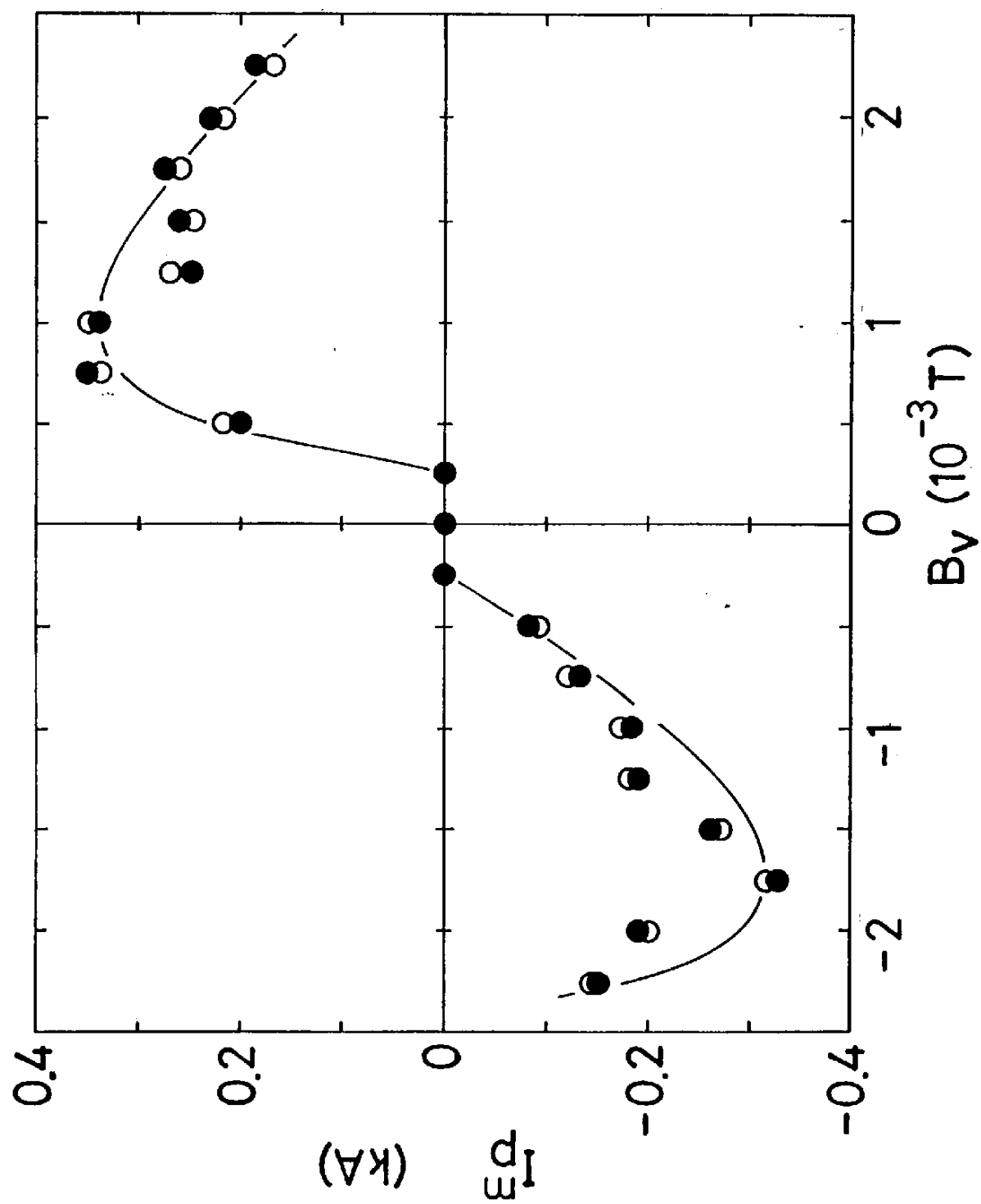






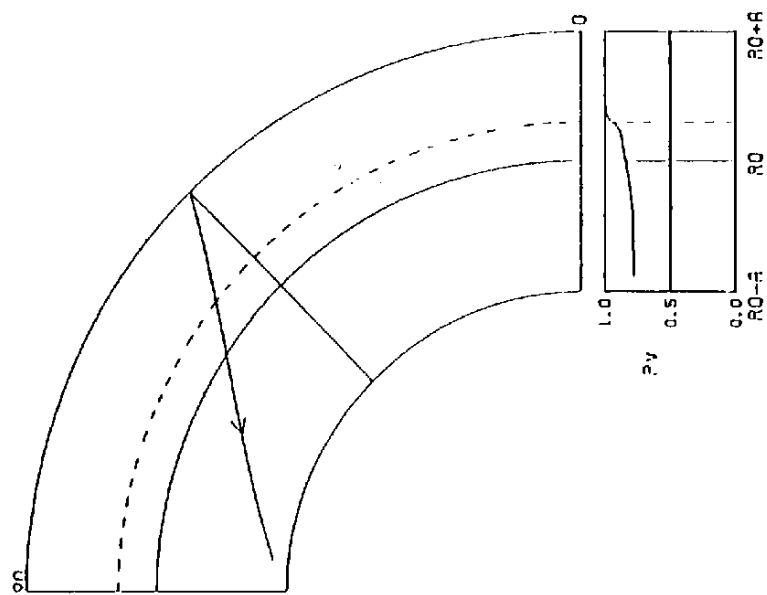
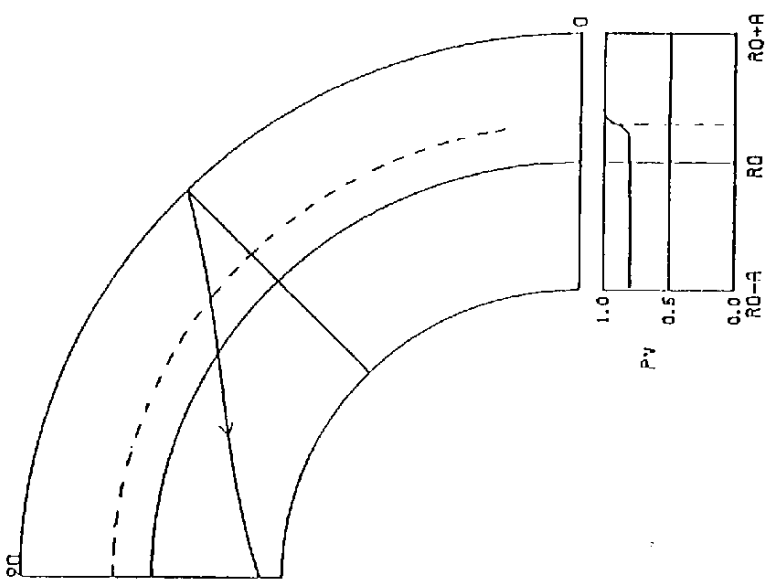


第6-4图

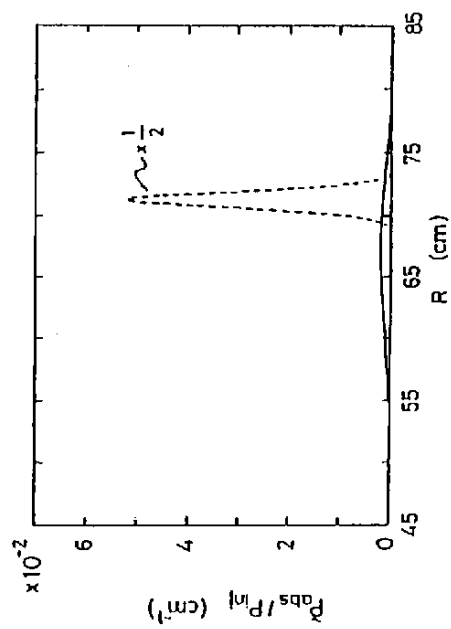


第6-5图

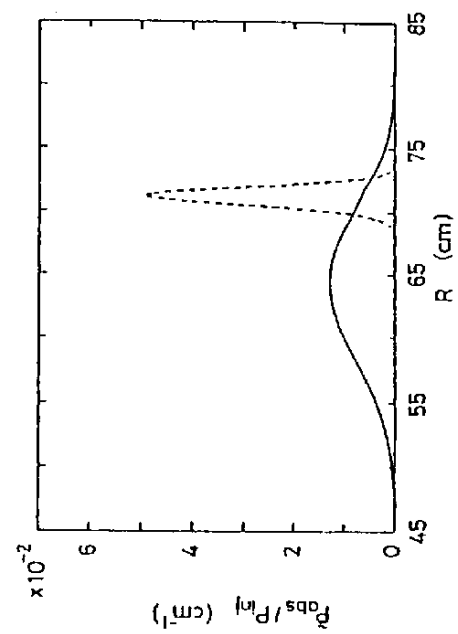
(a)

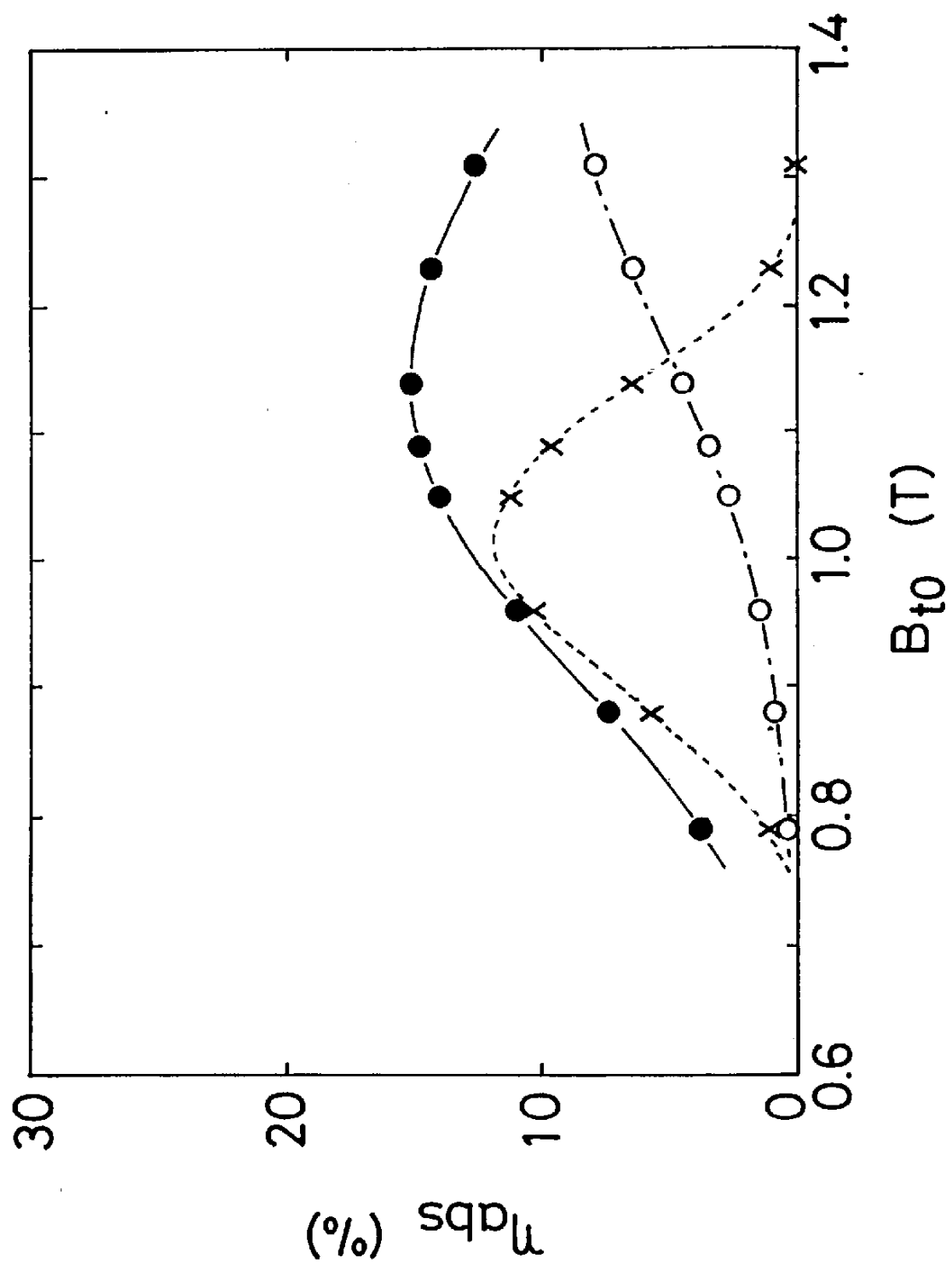


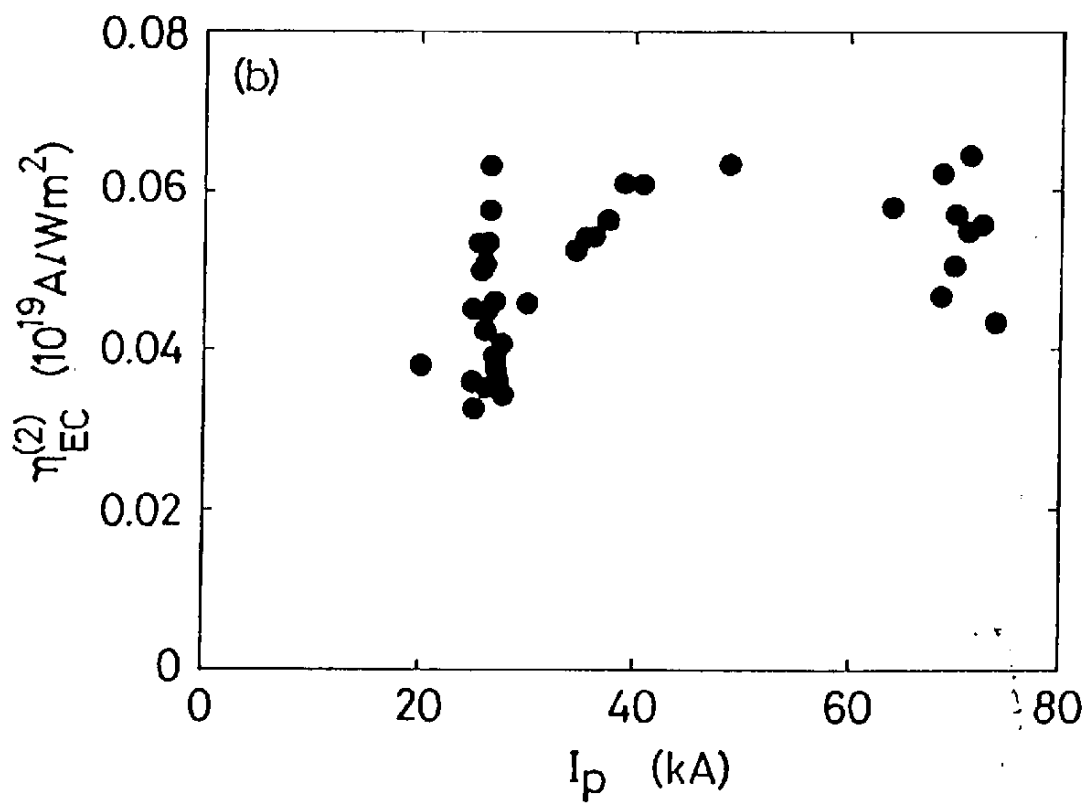
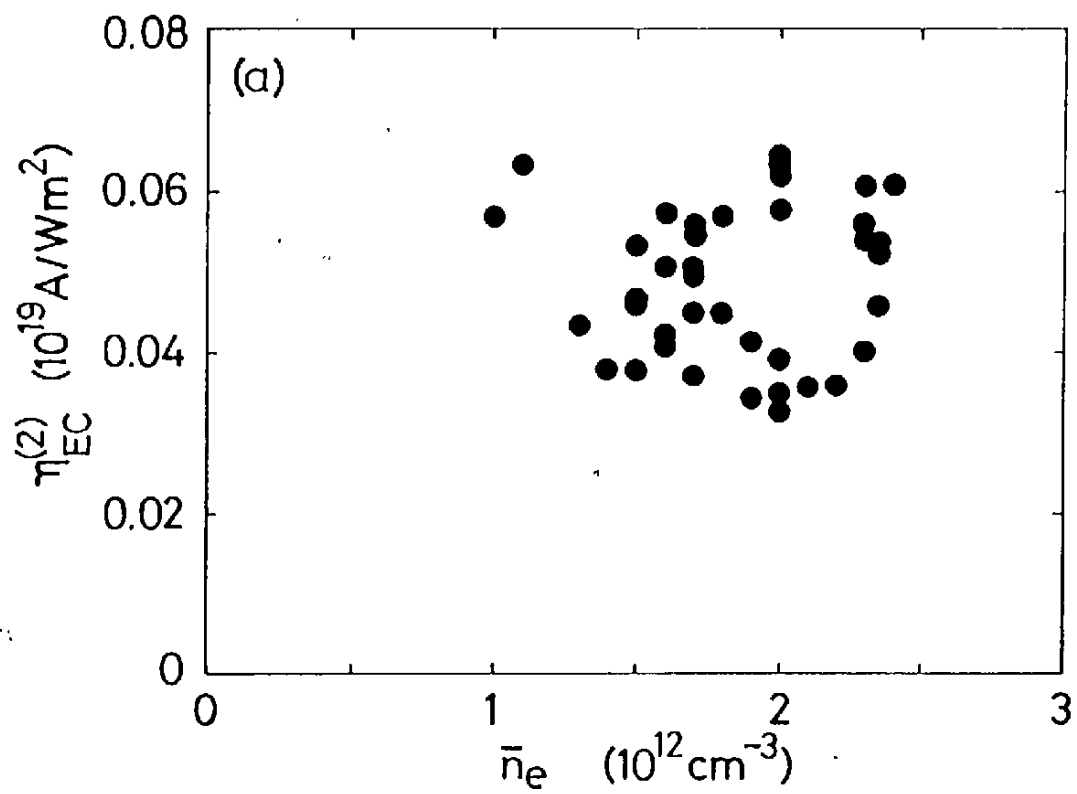
(c)



(d)







| | $Z = 1$ | 2 | 4 | 8 | 16 |
|------------|---------|------|------|------|------|
| α_1 | 1.5 | 1.4 | 0.65 | 0.37 | 0.20 |
| β_1 | 0.06 | 0.13 | 0.14 | 0.13 | 0.09 |
| α_2 | 1.05 | 1.0 | 0.66 | 0.40 | 0.21 |
| β_2 | 0.14 | 0.17 | 0.17 | 0.13 | 0.10 |
| α_3 | 1.4 | 1.0 | 0.70 | 0.45 | 0.27 |
| β_3 | 0.16 | 0.19 | 0.17 | 0.13 | 0.08 |

表2-1

| (a) Bulk electrons | | | the OH plasma | | the $2\Omega_e$ ECCD plasma | |
|--|-------------|--|--------------------------------------|----------|--------------------------------------|----------|
| density | n_e | | central value | α | central value | α |
| | | | $4.3 \times 10^{12} \text{ cm}^{-3}$ | 0.8 | $2.4 \times 10^{12} \text{ cm}^{-3}$ | 1.2 |
| temperature | T_e | | 0.2 keV | 1.0 | 0.2 keV | 2.2 |
| (b) Tail electrons (Three-temperature model) | | | | | | |
| density | n_{tF} | | $1.1 \times 10^{10} \text{ cm}^{-3}$ | 2.5 | $6.6 \times 10^{10} \text{ cm}^{-3}$ | 3.4 |
| | n_{tB} | | - | - | $6.6 \times 10^9 \text{ cm}^{-3}$ | 3.4 |
| temperature | $T_{//F}$ | | 150 keV | 0.0 | 100 keV | 0.0 |
| | $T_{//B}$ | | - | - | 50 keV | 0.0 |
| | T_{\perp} | | 50 keV | 0.0 | 75 keV | 0.0 |